

SÉRIE A, N° 835

N° D'ORDRE :

1632

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

A. DAUVILLIER

INGÉNIEUR CHIMISTE DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES SPECTROMÉTRIQUES SUR LES RAYONS X.

2^e THÈSE — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le *Vignat* **Mai 1920** devant la Commission d'examen.

MM. C. CHABRIÉ *Président.*

LEDUC
DE BROGLIE } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1920

SÉRIE A, N° 835

N° D'ORDRE :

1632

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

A. DAUVILLIER

INGÉNIEUR CHIMISTE DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES SPECTROMÉTRIQUES SUR LES RAYONS X.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **Mai 1920** devant la Commission d'examen.

MM. C. CHABRIÉ..... *Président.*

LEDUC { *Examinateurs.*
DE BROGLIE }



PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1920

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen..... F. HOUSSAY..... Zoologie.

Doyen honoraire.... P. APPELL, *Profess.* Mécanique analytique et mécan. céleste.

Profess. honoraires.. { P. PUISEUX.
VÉLAIN.
BOUSSINESQ

Professeurs..... { LIPPMANN Physique.
BOUTY..... Physique.
E. PICARD..... Analyse supér. et algèbre supérieure.
Y. DELAGE Zoologie, anatomie, physiologie compar.
G. BONNIER Botanique.
KOENIGS..... Mécanique physique et expérimentale.
GOURSAT..... Calcul différentiel et calcul intégral.
HALLER..... Chimie organique.
JOANNIS..... Chimie (Enseignement P. C. N.).
JANET..... Physique. —
WALLERANT..... Minéralogie.
ANDOYER..... Astronomie.
PAINLEVÉ..... Mécanique rationnelle.
HAUG Géologie.
H. LE CHATELIER. Chimie.
G. BERTRAND.... Chimie biologique.
M^{me} P. CURIE..... Physique générale.
CAULLERY Zoologie (Évolution des êtres organisés)
C. CHABRIÉ..... Chimie appliquée.
G. URBAIN..... Chimie.
EMILE BOREL Phys. mathém. et calcul des probabilités
MARCHIS Aviation.
JEAN PERRIN..... Chimie physique.
G. PRUVOT..... Zoologie, anatomie, physiol. comparée.
MATRUCHOT..... Botanique.
ABRAHAM Physique.
CARTAN..... Calcul différentiel et calcul intégral.
Cl. GUICHARD.... Géométrie supérieure.
MOLLIARD..... Physiologie végétale.
LEBESGUE..... Application de l'analyse à la géométrie.
LAPICQUE..... Physiologie.
GENTIL..... Géographie physique.
VESSIOT Mathématiques générales.
N..... Histologie.
N..... Théorie des fonctions.

Professeurs-adjoints. { LEDUC..... Physique.
HEROUARD..... Zoologie.
LÉON BERTRAND... Géologie.
RÉMY PERRIER.... Zoologie (Enseignement P. C. N.).
COTTON Physique.
LESPIEAU Chimie.
SAGNAC..... Physique (Enseignement P. C. N.).
PEREZ..... Zoologie (Evolution des êtres organisés).

Secrétaire..... D. TOMBECK.

A MES PARENTS



Digitized by the Internet Archive
in 2026

A MES MAITRES

PREMIÈRE THÈSE

Recherches spectrométriques sur les rayons X.

RECHERCHES SPECTROMÉTRIQUES SUR LES RAYONS X

Par M. A. DAUVILLIER

INTRODUCTION

Il règne actuellement dans la littérature technique une confusion extrême au sujet de l'influence exercée par la *forme* de la décharge électrique dans les tubes à afflux cathodique ou à pure émission électronique sur la *nature* du rayonnement X émis. Il est, par exemple, impossible de dire si le rayonnement issu d'un tube à gaz excité par une bobine d'induction peut être le même, dans certains cas (égalité des « étincelles équivalentes » et des intensités moyennes de courant), que celui qui est issu d'un tube à cathode incandescente alimenté par un « contact-tournant ». D'autre part, les procédés de mesure du rayonnement, actuellement utilisés dans la pratique, sont purement empiriques. Ils sont peu précis, sujets à de graves causes d'erreur et seraient tout à fait mis en défaut s'ils devaient servir à la mesure des rayons très pénétrants qu'exige aujourd'hui la thérapeutique. Or les applications médicales et industrielles des rayons X ne sauront se développer avec succès que du jour où ces radiations pourront être dosées d'une façon précise. C'est à résoudre ce problème et à effectuer la « standardisation » du rayonnement X que nous nous sommes attaché.

Ce travail ne pouvait être réalisé qu'en étudiant d'abord, d'une façon complète, la forme de la décharge dans les tubes à gaz ou à cathode incandescente, lorsqu'ils sont alimentés par diverses formes de tensions. En mesurant simultanément aux divers moments de la décharge, les valeurs instantanées de la tension et de l'intensité, on obtient une représentation qualitative et quantitative complète du « spectre » des rayons

cathodiques excitateurs. Cette étude permet d'analyser, d'une façon précise, la valeur des indications des appareils de mesure utilisés dans la pratique, tant au point de vue de la puissance dépensée qu'à celui de la « qualité » des rayons cathodiques produits.

Il fallait ensuite compléter les indications obtenues de cette manière par l'étude directe des spectres du rayonnement X émis dans chacun des cas considérés. La première partie de ce travail, exécutée avec un oscillographe Blondel, a été publiée en 1917 dans la *Revue générale de l'Electricité* ⁽¹⁾ et c'est la seconde qui fait l'objet de cette thèse.

Nous avons ainsi montré comment se comportaient les tubes à pure émission électronique (Coolidge) et les tubes à afflux (Pilon), lorsqu'ils étaient alimentés, soit par des ondes pulsatoires fournies par une bobine, soit par des ondes de forme sinusoïdale redressées mécaniquement ou statiquement. Ces deux procédés, seuls utilisés dans la pratique, fournissaient des rayons cathodiques hétérogènes et ne permettaient pas toujours la mesure simple, par ses facteurs, de la puissance dépensée dans le tube. Par contre l'emploi d'une tension statique que nous n'avons cessé de préconiser ⁽²⁾, fournissait des rayons cathodiques homogènes et permettait des mesures rigoureuses. Ce procédé est le seul qui offre en outre la possibilité de se placer exactement dans les mêmes conditions avec des appareillages différents. Il a de plus l'avantage de fournir des rendements très supérieurs en rayonnement.

Il semble certain, *a priori*, que des faisceaux cathodiques homogènes doivent fournir des rayons X plus homogènes que ne le feraient des électrons animés de vitesses variées. Si tous les corpuscules possèdent la même vitesse, la probabilité qu'il y a de voir leur énergie cinétique convertie en un quantum donné de radiation X est maxima. Pour la même

⁽¹⁾ *R. G. E.*, t. I, p. 443 (mars 1917).

⁽²⁾ *Comptes Rendus*, t. CLXII, p. 405 (mars 1916).

valeur de la tension maxima, une décharge ayant lieu sous tension variable et une autre ayant lieu sous tension constante doivent donc fournir des rayonnements de nature différente, le premier étant plus riche en rayons de grandes longueurs d'ondes et le second l'étant plus en rayons de courtes longueurs, les ordonnées maxima des spectres étant rendues égales pour la comparaison.

On pourrait penser qu'il serait théoriquement possible d'obtenir des rayons X monochromatiques, indépendants de la nature de l'élément constituant l'anticathode, en employant des rayons cathodiques homogènes et une anticathode excessivement mince, d'ailleurs irréalisable, car elle ne devrait avoir l'épaisseur que de quelques couches atomiques. Mais l'émission des rayons X par quanta semble indiquer que, même dans ces conditions, le rayonnement émis serait encore hétérogène car le quantum dépendrait seulement de la grandeur de la composante normale de la vitesse par rapport au noyau atomique. On peut cependant dire que dans une anticathode usuelle, l'hétérogénéité du rayonnement émis tient surtout au grand volume solide dans lequel les corpuscules se diffusent. Si un électron rencontre, en moyenne, mille atomes, qu'il ionise en perdant peu à peu son énergie cinétique, il n'a guère la chance de faire plus de deux ou trois rencontres utiles, en émettant chaque fois un quantum de radiation monochromatique. C'est ainsi qu'un spectre paraissant continu peut être produit, mais chaque corpuscule n'est susceptible, à lui seul, de provoquer l'émission que de quelques radiations homogènes.

Rutherford, Barnes et Richardson ⁽¹⁾ ont examiné, il y a quelques années, par la méthode d'absorption, les rayonnements fournis par un tube Coolidge excité soit par une bobine d'induction soit par une machine de Wimshurst et ont obtenu, sous les mêmes tensions maxima des courbes d'absorption presque identiques. Nous verrons que ce résultat

(1) *Phil. Mag.*, t. XXX, p. 339 (sept. 1915).

est dû à l'imperfection de cette méthode d'analyse et peut-être aussi à l'insuffisance du procédé employé pour mesurer la valeur maxima de la tension variable.

Lilienfeld ⁽¹⁾, employant la même méthode a récemment obtenu, avec son tube à pure émission électronique, des résultats surprenants que nous discuterons dans le cours de ce travail. Comme nous le montrerons, ces résultats particuliers sont, eux aussi, imputables à la méthode d'analyse par absorption. Disons d'abord quelques mots de celle-ci.

On sait que l'homogénéité ou l'hétérogénéité des rayons X ne pouvait se reconnaître autrefois que par cette seule méthode qui consiste à observer la loi d'absorption de la radiation dans un élément donné, le plus souvent l'aluminium. Supposons qu'un faisceau de rayons X, d'intensité I_0 , rencontre normalement et successivement une série d'écrans matériels identiques qu'il traverse partiellement. S'il abandonne dans chacun d'eux d'égales fractions de ses intensités initiales, il sera dit homogène et toute quantité dI dont diminuera son intensité sur le trajet élémentaire dx sera proportionnelle au chemin parcouru :

$$dI = -\mu dx.$$

L'intensité du faisceau ayant traversé l'épaisseur x sera donnée par la loi exponentielle :

$$I = I_0 e^{-\mu x}.$$

La constante μ est appelée le coefficient linéaire d'absorption. Sa valeur est fournie par l'expression :

$$\mu = \frac{2,30258}{x} (\log I_0 - \log I) \quad \text{cm}^{-1}$$

dans le système des logarithmes vulgaires.

Si l'on porte sur un graphique, en abscisses, l'épaisseur totale x de l'écran traversé et en ordonnées le logarithme de

⁽¹⁾ *Fortschritte auf dem Gebiete der Röntgenstrahlen*, t. XXV, p. 77 (nov. 1917).

l'intensité du rayonnement transmis, on observe donc une loi d'absorption linéaire lorsque μ est constant, c'est-à-dire lorsque la radiation est homogène. Dans le cas contraire la courbe d'absorption observée tendra à devenir rectiligne pour les valeurs élevées de x , les radiations caractérisées par les plus grandes valeurs de μ étant éliminées les premières. Un rayonnement hétérogène tend donc à s'hémogénéiser par filtration et la qualité globale du faisceau transmis par un écran d'épaisseur x est déterminée par la forme de la courbe d'absorption au point représentatif correspondant.

Mais la quantité μ , loin d'être simple, est en réalité elle-même fort complexe. Lorsqu'une radiation X monochromatique, de fréquence ν , rencontre la matière, elle est d'abord *dispersée* par tous les électrons intra-atomiques qu'elle rencontre. Ce phénomène est expliqué par la théorie électromagnétique des ondes d'accélération (J. J. Thomson) et permet même, par la mesure de la dispersion, de déterminer (Barkla) le nombre des électrons contenus dans l'atome, c'est-à-dire le nombre atomique N de Moseley. Si l'on définit, comme plus haut, un coefficient linéaire de dispersion σ , la quantité d'énergie mesurée par σ et soustraite au faisceau n'est donc pas, à proprement parler, absorbée, elle est ré-irradiée dans l'espace suivant une loi de répartition bien déterminée.

De plus, dans certains cas exceptionnels, extrêmement rares (1 sur 10^{12}), le rayonnement est *absorbé* par l'un des atomes rencontrés. Un électron intra-atomique en est expulsé avec une énergie cinétique égale au quantum $h\nu$ de la radiation incidente et le réarrangement intra-atomique consécutif s'accompagne de l'émission du spectre X caractéristique de l'élément rencontré : c'est le phénomène de la fluorescence X. L'énergie ainsi soustraite au faisceau incident peut être mesurée, comme précédemment, par un coefficient d'« absorption » τ et l'on a, entre μ , σ et τ , la relation :

$$\mu = \sigma + \tau.$$

Comme on le voit, τ est encore ici plus exactement un coefficient de transformation qu'un véritable coefficient d'absorption. Barkla a trouvé que les énergies du rayonnement corpusculaire et du rayonnement fluorescent étaient complémentaires. Le premier se comporte, dans la matière, comme le feraient des corpuscules cathodiques, c'est-à-dire qu'il dépense principalement son énergie en travail d'ionisation. d'où résultent les effets thermique, lumineux et chimiques provoqués par les rayons X. Le second est irradié dans l'espace comme l'étaient les rayons dispersés, mais suivant une loi de répartition différente.

Le coefficient de dispersion des éléments légers varie peu, dans la région usuelle du spectre, en fonction de la longueur d'onde, mais il croît très vite, pour les éléments lourds, lorsque celle-ci augmente. D'autre part, le coefficient τ varie, en fonction de λ , suivant la loi :

$$\tau = K.\lambda^3$$

K étant une constante caractérisant l'intervalle spectral compris entre deux discontinuités d'absorption. La courbe représentant le spectre d'absorption d'un élément, peut en effet être considérée comme résultant de la superposition d'une série de bandes vérifiant l'équation précédente, en partant, par conséquent, de l'origine, mais s'annulant *brusquement* du côté opposé. Ces discontinuités possèdent une fréquence critique juste un peu plus grande que celle de la radiation caractéristique de plus haute fréquence émise par fluorescence, ou susceptible d'être excitée par des corpuscules cathodiques. Barkla a découvert plusieurs groupes de ces rayons caractéristiques et les a désignés, par ordre de fréquences décroissantes, les rayons K, L, M, etc... C'est l'énergie soustraite dans la bande d'absorption K par exemple (dont la limite brusque précède immédiatement le spectre d'émission K dans l'échelle des longueurs d'ondes) qui est partiellement réémise en rayons K dans le phénomène de la fluorescence.

La méthode d'analyse par absorption est, en somme, peu précise et sujette à de multiples causes d'erreur. On ne saurait d'abord en interpréter sûrement les données que par la connaissance complète, dans le domaine spectral étudié, de la courbe d'absorption, en fonction de la longueur d'onde, de l'élément utilisé comme absorbant. La filtration introduit, de plus, dans le faisceau transmis, les rayonnements de fluorescence de cet élément et ceux-ci ne peuvent, dans certains cas, être distingués des rayons primaires. D'autre part, l'absorption des rayons pénétrants dans un élément léger, n'est, le plus souvent, que de la dispersion et celle-ci obéit à des lois encore mal connues et toutes différentes de celle donnée plus haut. Par exemple, pour l'aluminium et la longueur d'onde $\lambda = 0,147 \cdot 10^{-8}$ cm, le coefficient de dispersion est égal à $\tau = 0,324 \text{ cm}^{-1}$ tandis que le coefficient τ est égal à $\tau = 0,405 \text{ cm}^{-1}$ (bande K) (Hull et Miss Rice). Pour de plus courtes longueurs d'ondes, les mesures d'absorption ne sauraient fournir aucun renseignement utile sur la *qualité* du rayonnement transmis.

Enfin la détermination, sur le graphique logarithmique, du point d'homogénéité des rayons restants est peu précise, une faible erreur expérimentale pouvant faire varier considérablement la position de ce point.

C'est pour ces raisons que nous avons rejeté, pour effectuer les analyses du rayonnement qui constituent la majeure partie de ce travail, la méthode par absorption que nous avons systématiquement remplacée par la méthode spectrométrique de MM. Bragg. Rappelons brièvement le principe de cette dernière et les résultats auxquels elle a déjà donné lieu dans le domaine qui nous occupe.

C'est en 1912 que le Professeur Laue eut l'intuition géniale qui, grâce aux travaux du Professeur W. H. Bragg et de M. W. L. Bragg, allait permettre à la physique des rayons X de tendre vers le même développement que celle de la lumière. Laue pensa que si les rayons X n'étaient qu'une

forme de lumière de très courte longueur d'onde, il devrait être possible de les faire interférer sur un réseau construit à l'échelle de celle-ci, à savoir sur le réseau à trois dimensions imaginé vers 1850 par Bravais pour rendre compte des propriétés des cristaux. L'expérience tentée par Friedrich et Knipping confirma à la fois l'exactitude des idées de Bravais et celles de Laue.

MM. Bragg donnèrent une théorie remarquablement simple du phénomène et modifièrent le dispositif expérimental d'une manière si heureuse qu'elle allait permettre tout à la fois de déterminer la structure intime des particules cristallines et d'analyser, par leurs spectres, les rayons X. C'est grâce au spectromètre de MM. Bragg que Moseley put étudier, par la nouvelle méthode, les rayons caractéristiques de Barkla et déduire de ses expériences une loi d'une importance théorique considérable.

Le principe de l'interférence des rayons X repose uniquement sur leur *dispersion* et non sur les formes particulières d'absorption dont nous avons dit quelques mots. C'est sur cette base que Laue chercha tout d'abord à rendre compte du phénomène par le calcul en admettant que les rayons X se propageaient sous la forme de longs trains d'ondes sinusoïdales et que les « spots » observés par Friedrich et Knipping étaient dus à l'interférence des rayons dispersés par les particules matérielles situées aux nœuds du réseau, la radiation primaire étant supposée constituée par un petit nombre (5) de rayons monochromatiques. Mais cette dernière idée ne permit pas d'obtenir une interprétation complète du phénomène observé et paraît tout à fait insoutenable aujourd'hui.

W. L. Bragg interpréta la diffraction exercée par le réseau cristallin d'une façon simple, tangible et non mathématique en distinguant les actions élémentaires exercées par les plans cristallins prépondérants — c'est-à-dire de plus grandes densités — et en imaginant la radiation primaire

constituée par la superposition d'une infinité de radiations monochromatiques de longueurs d'ondes voisines (spectre continu).

Si l'on considère un plan cristallin unique et isolé, on peut répéter pour lui la construction d'Huygens relative à la réflexion d'une onde monochromatique plane sur un plan matériel continu, toutes les petites ondes dispersées admettant un front d'onde réfléchi commun. Le phénomène de la réflexion optique, cas limite de diffraction, existe alors bien pour les rayons X, mais c'est là un effet expérimentalement inobservable et purement théorique. Si l'on étudie maintenant le résultat de l'action simultanée d'un grand nombre de tels plans, équidistants, comme cela a lieu dans un cristal, on trouve que les ondes planes réfléchies (dont le nombre est infini) présentent entre elles, en un point d'arrivée donné, toutes les différences de phase possibles et que, par conséquent, leur amplitude résultante est nulle. Dans quelques cas particuliers d'incidence seulement, toutes les ondes réfléchies sont en phase et leurs amplitudes s'ajoutent. Le rayon « réfléchi » a alors une intensité notable.

Pour préciser ce phénomène, considérons avec MM. Bragg (voy. fig. 1) une section plane normale à une face de clivage et soient $p_1, p_2, p_3, \dots p_n$ les traces des plans réticulaires distants de la quantité d , constante du réseau. Soit P le plan de l'onde primaire incidente et θ le complément de l'angle d'incidence. Nous avons dit que le rayon se propageant suivant S_1I_1 se réfléchissait optiquement suivant I_1R . Il en sera de même pour les rayons $S_2I_2 \dots S_nI_n$. Cherchons les conditions d'égalité des chemins parcourus, jusqu'à un point d'arrivée A, pour tous ces trains d'ondes secondaires : Abaissons pour cela, dans le triangle isocèle I_1I_2B la normale I_1N sur le côté I_2B . L'angle NI_1B est égal à θ et la différence des trajets S_2I_2A et S_1I_1A est égale à BN , soit $2d \sin \theta$. Il faut donc, pour qu'il y ait concordance de phases, que cette différence soit égale à un nombre entier de fois n la longueur d'onde λ de

la radiation incidente. La « réflexion » se produira donc dans toutes les directions θ déterminées par l'équation :

$$n\lambda = 2d \sin \theta.$$

Suivant les valeurs successives de $n : 1, 2, 3 \dots n$ la réflexion sera dite de premier, second... $n^{\text{ième}}$ ordre, mais il

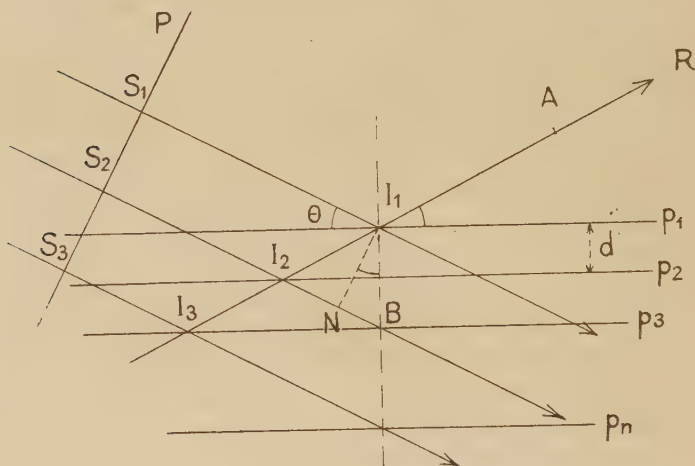


Figure 1.

ne s'agit plus là, bien entendu, d'un phénomène de réflexion optique, mais bien d'interférence. Le premier de ces termes n'est employé que pour la commodité du langage.

Si maintenant la radiation admettant P pour front d'onde est constituée de la superposition d'une infinité de rayons monochromatiques, les seules radiations réfléchies suivant θ seront celles qui satisferont à l'équation précédente. Si l'on fait tourner le cristal, de façon à faire varier θ d'une manière continue, on réfléchira successivement toutes les radiations constituant le spectre et celles-ci pourront être enregistrées en disposant, par exemple, une plaque photographique normalement à la direction R comme l'a fait M. de Broglie.

MM. Bragg ont décelé les rayons réfléchis au moyen d'une chambre d'ionisation pouvant tourner, dans le plan de la figure précédente, autour d'un axe passant par I_1 et normal à ce plan. Le spectromètre qu'ils ont construit ressemble fort au goniomètre de Babinet dans lequel le collimateur est remplacé par une fente F à volets de plomb, le prisme par un cristal dont la face de clivage utilisée contient l'axe O ci-dessus défini, et la lunette, par la chambre d'ionisation C dont l'électrode axiale, isolée, est reliée à un électromètre. La figure 2 schématise, en plan, la disposition adoptée. Deux verniers V_1 et V_2 sont fixés respectivement à la plateforme P du cristal c et à la chambre C ; ils se déplacent sur un limbe gradué L. La mesure des angles donne la valeur de la longueur d'onde de la radiation réfléchie et la mesure de l'intensité du courant d'ionisation correspondant, une quantité proportionnelle à son énergie.

Les rayons X indépendants de la nature de l'élément constituant l'anticathode, furent étudiés, pour la première fois au spectromètre, par Moseley et Darwin ⁽¹⁾, qui reconnurent l'existence d'un spectre continu, brusquement limité du côté des courtes longueurs d'ondes, présentant un maximum très accusé et s'étendant indéfiniment du côté opposé. Ce spectre fut étudié ensuite par W. Duane et F. Hunt ⁽²⁾ qui, alimentant un tube Coolidge avec une batterie de 20.000 accumulateurs, observèrent entre la radiation de plus haute fréquence émise et la valeur de la tension appliquée, la relation du quantum. Cette découverte est de la plus grande importance au point de vue de la théorie du rayonnement.

A. Hull ⁽³⁾ poursuivit ces expériences jusqu'à 95 kv. en alimentant également un tube Coolidge sous des tensions constantes. Il vérifia à 3 ou 4 0 0 près la validité de la rela-

⁽¹⁾ *Phil. Mag.*, t. XXVI, p. 210 (juillet 1913).

⁽²⁾ *Phys. Rev.*, t. VI, p. 166 (août 1915).

⁽³⁾ *Phys. Rev.*, t. VII, p. 156 (janv. 1916).

tion du quantum dans ces limites et publia ⁽¹⁾ une série de spectres continus obtenus sous diverses tensions, constantes ou sinusoïdales, atteignant jusqu'à 70 kv. (kilovolts). Il s'attaqua, pour la première fois, au problème technique de la

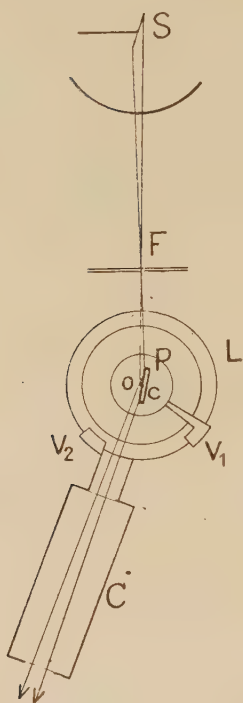


Figure 2.

« standardisation » des rayons X en comparant les spectres obtenus avec les deux formes de tensions, en fonction de l'intensité moyenne du courant traversant le tube et de la tension maxima atteinte pendant la décharge. Mais les résultats préliminaires publiés à ce sujet n'étaient ni assez nombreux ni assez précis pour permettre d'en dégager une conclusion certaine. Hull pensa seulement qu'il serait possible de déterminer, d'après les mesures spectrales, des « facteurs de conversion » pour les intensités moyennes et les tensions maxima, qui permettraient d'obtenir les mêmes spectres — c'est-à-dire les mêmes rayonnements — avec les deux formes de tensions expérimentées.

Ulrey ⁽²⁾ a enfin étudié, dans des conditions expérimentales analogues, les spectres continus fournis par un tube Coolidge alimenté sous des tensions constantes comprises entre 20 et 50 kv. Il trouva une loi de déplacement, en fonction de la tension d'alimentation V , de la longueur d'onde

⁽¹⁾ *The American Journal of Röntgenology*, t. II, p. 893 (déc. 1915)

⁽²⁾ *Phys. Rev.*, t. XI, p. 401 (mai 1918).

λ_m correspondant au maximum de la courbe spectrale, de la forme :

$$\lambda_m V^{1/2} = \text{cte.}$$

De plus, les aires de ces courbes furent trouvées, entre 25 et 40 kv., proportionnelles à V^2 .

Comme on le voit, l'étude de la question qui nous occupe n'était qu'ébauchée au point de vue spectrométrique et les résultats expérimentaux ci-dessus ne sauraient fournir qu'une solution approchée du problème de la mesure qualitative et quantitative exacte des rayons X, car nous montrerons qu'ils demandent à être corrigés de multiples erreurs.

CHAPITRE PREMIER

APPAREILS ET MÉTHODE DE MESURE

I. *Le spectromètre.* — La source de rayonnement qui fut tantôt un tube Coolidge Standard ou à radiateur, et tantôt un tube Pilon, était disposée dans une boîte de plomb de 2 mm. d'épaisseur dont la partie supérieure, ouverte, donnait passage aux tubes isolants contenant les fils d'amenée du courant. Pour assurer un bon isolement, cette face ne fut pas garnie de plomb mais seulement recouverte de feuilles de caoutchouc opaque. Enfin, un bouclier de plomb de 5 mm. d'épaisseur entourait le collimateur et servait de protection additionnelle du côté du spectromètre.

Le plan de l'anticathode était rendu vertical et les rayons utilisés quittaient cette surface sous un angle voisin de 90°. On réalisait de cette façon une source linéaire, fine et d'un grand éclat, susceptible de fournir des images monochromatiques très nettes. Le collimateur du spectromètre portait deux fentes à volets de plomb, se fermant sur son axe et dont l'une était disposée le plus près possible du cristal. Celui-ci était un rhomboèdre de calcite dont la face p utilisée

(22 × 17 mm.), optiquement parfaite, se révéla photographiquement également parfaite pour les rayons X. Le cristal était épais (11 mm.) et son plan de clivage utilisé fut réglé optiquement de manière à contenir l'axe de rotation de la plateforme et l'axe du faisceau de rayonnement issu du collimateur, les fentes étant rendues verticales et parallèles à la source.

La chambre d'ionisation, cylindrique, fut construite en laiton (diamètre : 5 cm., longueur : 21 cm.), les faces d'entrée et de sortie furent munies de fenêtres en mica de 0,005 cm. d'épaisseur, mastiquées au moyen de cire à cacheter. La face d'entrée était disposée immédiatement en arrière d'un collimateur muni de deux fentes à volets de plomb. La première était montée sur un épais bouclier de ce métal, susceptible d'absorber tout rayonnement direct qui aurait traversé ou débordé le cristal. Cette protection fut reconnue essentielle dans l'analyse des rayons de très courte longueur d'onde (0,1 U. A.)⁽¹⁾. La chambre contenait deux électrodes rectangulaires planes (4,25 × 19,85 cm.), en aluminium, parallèles, distantes de 1,4 cm. et maintenues par des tiges en laiton isolées par des tubes de quartz mastiqués dans des tubulures. Cette disposition permet d'effectuer des mesures absolues du courant d'ionisation, la capacité du condensateur ainsi formé étant aisément calculable.

Le prisme de rayonnement admis dans la chambre ne pouvait en aucun cas rencontrer les électrodes ou les parois et l'absorption exercée par les fenêtres d'entrée et de sortie était négligeable. Pour assurer la protection électrostatique cette dernière fut recouverte d'une feuille excessivement mince d'aluminium battu.

Enfin la chambre, parfaitement étanche, était munie de robinets permettant son remplissage avec un gaz lourd absorbant. Elle portait un tube latéral contenant du sodium

(1) Unité Angström (10^{-8} cm.).

et ne parut aucunement altérée, non plus que les scellements, par la présence constante, durant plusieurs mois, de vapeurs saturantes de CH_3I ou de gaz CH_3Br pur.

L'une des électrodes isolées était reliée à l'un des pôles d'une batterie d'accumulateurs de 900 volts dont l'autre pôle était au sol : la saturation était ainsi très largement assurée. L'autre électrode était reliée à la feuille d'or d'un électroscope inclinable du genre Kaye-Wilson. Celui-ci était fixe et la connexion était réalisée par un fin ressort placé dans l'axe d'un système de tubes en laiton télescopant l'un dans l'autre et se terminant par des rotules. Ce dispositif permettait la rotation de la chambre autour du cristal tout en assurant la stabilité de l'électroscope et la protection électrostatique. Il fallut cependant, pour que celle-ci fut parfaite, connecter, au moyen de fils souples, toutes les parties mobiles du dispositif à rotules. La boîte en plomb, le spectromètre entier, la chambre, les tubes de jonction et la cage de l'électroscope étaient en contact métallique et reliés au sol.

La variation de capacité du système isolé résultant de l'allongement du ressort (quelques centimètres au plus) fut négligée devant la capacité de l'ensemble. L'appareil idéal pour ce genre de mesures consisterait néanmoins en un électromètre monté directement sur la chambre, le microscope étant disposé parallèlement à celle-ci, mais nous ne pûmes réaliser ce desideratum avec l'appareil trop faible (goniomètre) dont nous disposions.

La plaque ajustable de l'électroscope fut portée au potentiel constant de 260 volts fourni par une batterie d'accumulateurs. Les déviations de la feuille d'or étaient mesurées en un temps donné (30") par un microscope muni d'un micromètre oculaire. La sensibilité fut réglée à 12 divisions par volt (0,30 mm.) durant toutes les mesures. Elle était contrôlée au moyen d'un élément Weston et obtenue par translation de la plaque à inclinaison constante.

La constance de cette sensibilité dépend de celle de la bat-

terie chargeant la plaque. Nous avons obtenu des résultats satisfaisants en chargeant régulièrement les batteries, en évitant de leur faire débiter le moindre courant et en les plaçant en circuit ouvert une dizaine d'heures avant le début des expériences, temps suffisant pour assurer la destruction de l'acide persulfurique. Il est certain cependant que des batteries d'éléments Weston, par exemple, seraient encore préférables.

Nous avons dit que la protection du dispositif électrométrique par rapport au rayonnement direct ayant traversé le cristal, et au faible rayonnement diffus qui en provenait, était rigoureusement assurée. Il n'en fut pas de même par rapport au rayonnement diffusé par tous les points de la salle rencontrés par des rayons ayant traversé 5 mm. de caoutchouc « opaque ». Cet effet, sensible pour les tensions atteignant 60 kilovots, était notable au-dessus de 100 kv. mais put être facilement corrigé : la déviation provoquée à l'électromètre étant constante et indépendante de la position de la chambre ou du cristal.

La *fuite* du système isolé fut enfin toujours assez faible pour pouvoir être négligée pendant la durée d'une mesure.

Approximation obtenue. — Les mesures d'intensité que nous avons effectuées sont correctes à ± 3 o/o lorsque la source de rayonnement est pratiquement constante. Le temps de déviation de la feuille d'or était, en effet, mesurée à $\pm$ à 1,5 o/o près et la position finale de son image l'était avec une approximation équivalente. Les troubles électrostatiques résultant de l'électrisation, avec un signe variable, du système isolé après chaque mise au sol — dans une salle où existait parfois des potentiels de l'ordre de 100 kv. et par suite aussi de l'électrisation constante de l'observateur — furent éliminés en laissant la feuille atteindre une déviation suffisante et toujours la même, avant de déterminer sa position initiale. Les déviations prises dans la suite étaient alors sensiblement proportionnelles au temps, puis régulièrement

croissantes comme le montre la figure 3 qui représente une des courbes d'étalonnage de l'électroscope (attractions).

II. *Méthode de mesure.* — Les expériences consistaient à alimenter un tube d'une façon constante et à étudier le spectre du rayonnement émis en mesurant l'intensité du courant

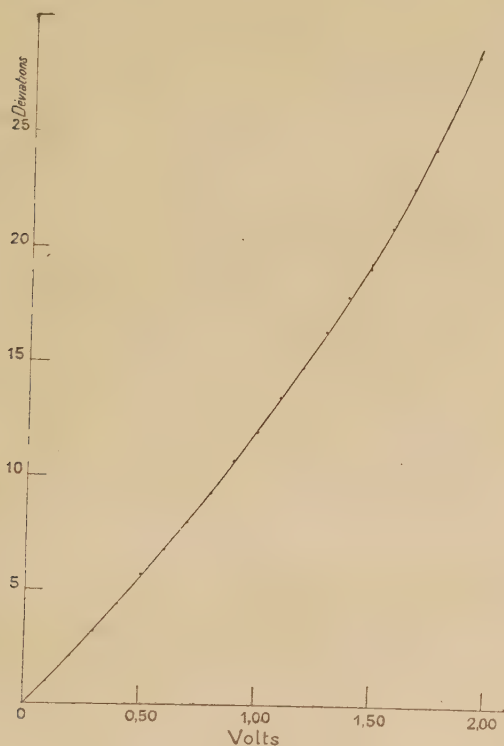


Fig. 3. — Courbe d'étalonnage de l'électroscope.

d'ionisation correspondant à un certain nombre de longueurs d'ondes différentes. On sait que l'on peut parvenir à ce résultat par deux méthodes principales très différentes :

1° En ouvrant largement les fentes du collimateur et en irradiant toute la surface d'une face de clivage étendue, on

obtient un spectre statique d'une largeur angulaire pouvant atteindre le degré. La fente de la chambre d'ionisation est alors rendue très étroite (quelques minutes d'arc). On explore le champ interférant en y déplaçant la chambre, le cristal étant fixe, ou bien — si l'on veut étudier une grande étendue angulaire — on déplace simultanément le cristal et la chambre, par échelons, celle-ci tournant à une vitesse moyenne double de celle dont est animé le premier.

2° Si la source est fine, on réduit au contraire la fente collimatrice la plus proche du cristal et l'on ouvre largement la fente de la chambre. La position de celle-ci devient alors indépendante, entre certaines limites, de l'intensité du courant d'ionisation observé. Comme dans le premier cas, on déplace simultanément par échelons le cristal et la chambre.

Avec la première méthode, la longueur d'onde du rayonnement considéré est déterminée par la position de la chambre, tandis que dans la seconde, elle ne l'est que par la position du cristal. Il est plus sûr de lire cette dernière, car aucun effort ne s'exerce sur la plateforme du cristal, et il n'en est pas de même pour la chambre. En outre, sa très fine fente (0,1 à 0,2 mm.), peut, dans les manœuvres, se déplacer quelque peu si elle n'est pas parfaitement ajustée.

Une cause d'erreur, plus grave, entachant la première méthode seulement, tient à ce que le *plan de réflexion moyen* du cristal est toujours situé au-dessous de sa surface, par suite de la pénétration des rayons dans l'édifice cristallin. Ce plan ne contient donc pas, en général, l'axe de rotation et il change avec la longueur d'onde. Il en résulte qu'il est nécessaire d'apporter une correction — délicate à effectuer exactement — à la valeur de l'angle lu sur le vernier de la chambre.

Enfin, la largeur d'une image monochromatique de la source (raie spectrale), donnée par un cristal, dépend d'une façon simple de la dimension apparente du foyer et de la profondeur atteinte par les rayons dans le cristal, avec une inten-

sité encore sensible. Lorsque dans la première méthode, la fente de la chambre est rendue très fine, on peut n'utiliser qu'une fraction de l'énergie de la raie. Au contraire, dans la seconde, la fente de la chambre étant largement ouverte, l'intensité de la réflexion s'en trouve nettement accrue, comme nous avons pu le constater avec un cristal épais.

Pour toutes ces raisons, et après avoir longuement étudié expérimentalement la première méthode, nous l'avons ensuite systématiquement écartée et avons effectué toutes les mesures par la seconde, très supérieure aux points de vue de la précision et de l'intensité de l'effet observé.

III. *Étalonnage du spectromètre.* — La formule de Bragg, qui relie la longueur d'onde de la radiation réfléchie par un réseau cristallin au complément de l'angle d'incidence, exige la connaissance exacte de l'angle qui existe entre le plan de réflexion et l'axe du faisceau de rayonnement incident. La première fente collimatrice étant assez largement ouverte (1 mm.) et la seconde étant très fine (0,1 à 0,2 mm.), cet axe est la droite qui relie le centre apparent de la source au milieu de la fente fine. L'angle que cette droite fait avec le plan de réflexion cristallin dépend donc de la position de la source, si le collimateur est bien fixe. Or, chaque fois qu'un tube était disposé — pour la comparaison — à la place d'un précédent, on s'efforçait de l'ajuster (au moyen d'un viseur centré sur le foyer) exactement dans la même position (verticalité de la surface focale, hauteur et distance du centre du foyer). Pour orienter le plan actif de son anticathode sous le même angle, par rapport à l'axe du collimateur, on faisait coïncider la trace d'un faisceau lumineux intense venant du collimateur avec un trait tracé sur le verre du ballon et dont la position avait été préalablement calculée en fonction du diamètre de celui-ci et de la position du plan focal. Il suffisait ensuite de tourner très légèrement le spectromètre entier pour avoir sur un écran fluorescent, placé entre le cristal et le collimateur, l'illumination maxima. En une ou deux opé-

rations on obtenait ainsi, avec chaque tube, un axe collimateur faisant avec le plan focal le même angle (environ 9°), mais son orientation par rapport au cristal variait alors de quelques minutes et il était nécessaire, dans chaque cas, d'étalonner exactement le vernier du cristal.

Nous déterminions pour cela la position de la discontinuité de la bande d'absorption K de l'argent qui correspond d'après Blake et Duane à $\lambda = 0,485.10^{-8}$ cm. Plusieurs exemples de ces mesures sont donnés dans les déterminations spectrales suivantes. On choisissait une courbe spectrale de grande intensité — par conséquent décroissante — et l'on déterminait sa nouvelle forme après filtration du rayonnement à travers une feuille d'argent d'environ 0,005 cm. d'épaisseur. On avait ainsi, à la fois, la largeur angulaire du faisceau issu de la fente collimatrice et la valeur de l'angle correspondant au centre de la discontinuité. Cet angle était déterminé à 1' près, les verniers ne permettant pas une plus grande approximation. Ce mode d'étalonnage est très simple, rapide et précis. Il est d'un emploi beaucoup plus commode que la détermination de deux spectres symétriques. Nous aurions préféré employer, au lieu d'argent, le rhodium qui a été étudié avec une grande précision par Blake et Duane, mais cet écran nous faisait défaut.

Nous avons envisagé une autre cause d'erreur qui se rattache à la position de la source. Lorsque l'anticathode d'un tube s'échauffe, elle se dilate et le foyer se déplace d'une quantité variable avec la charge. C'est avec le tube Coolidge à radiateur que cet effet est le plus marqué mais avec les faibles puissances que nous avons utilisées, nous n'avons pas trouvé de déplacements supérieurs à 1' (en observant la position du centre de la discontinuité K de l'argent) et nous avons négligé cette erreur.

Toutes les courbes spectrales que nous publions plus loin ont été corrigées, au moyen de la courbe de la figure 1, de la variation de sensibilité de l'électroscope. Leurs ordonnées

sont donc exprimées en volts et il suffirait, pour avoir les valeurs des courants d'ionisation en ampères, de tenir compte de la capacité du système isolé. La connaissance de la quantité d'énergie nécessaire pour produire une paire d'ions dans CH_3Br permettrait alors de graduer les ordonnées en *watts*.

CHAPITRE II

INFLUENCE EXERCÉE PAR LA FORME DE LA DÉCHARGE ÉLECTRIQUE SUR CELLE DE LA COURBE SPECTRALE DU RAYONNEMENT ÉMIS

A. — Tubes à pure émission d'électrons

Cet effet a été étudié au moyen des deux tubes Coolidge qui ont été alimentés successivement sous une tension constante, une tension semi-alternative sinusoïdale et des impulsions fournies par une bobine d'induction.

La seule valeur de la tension utile à connaître au point de vue de la production des rayons X est la *tension maxima* atteinte pendant la décharge. La connaissance de la tension moyenne ou de la tension efficace est dénuée d'intérêt car, l'intensité globale du rayonnement croissant comme la quatrième puissance de la vitesse des électrons, ce sont les corpuscules les plus rapides, qui, quoique étant souvent les moins nombreux déterminent la composition et l'intensité du rayonnement émis. Nous nous sommes donc efforcé de régler dans les trois cas la tension maxima à la même valeur.

I. *Tension constante*. — La tension statique était produite comme nous l'avons indiqué dans notre précédent travail (*loc. cit.*), c'est-à-dire en chargeant une capacité au moyen de la force électromotrice d'ouverture d'un inducteur, avec interposition d'une soupape (P. Villard). L'emploi de la bobine est particulièrement avantageux pour cet usage car sa *tension efficace inverse* étant toujours faible, la soupape (¹)

(¹) Kénotron de la G. E. C° obligeamment fourni par M. H. Pilon.

n'a guère à résister qu'à la tension existant entre les bornes du condensateur laquelle est toujours contrôlable au voltmètre. Au contraire, en courant alternatif, il faut ajouter à la tension statique, la tension efficace inverse encore supérieure à la tension efficace utilisée. Dans tous les cas, le condensateur se charge à la tension maxima.

On peut ainsi, par exemple, avec une bobine ayant un rapport de transformation égal à 130 atteindre 120 kv. statiques avec une charge d'un hectowatt, et, avec un rapport de 63 seulement, obtenir une tension de 100 kv. à vide ou de 80 kv. en charge, la puissance n'étant limitée, dans les deux cas, que par le volume du fer.

La tension indiquée par le voltmètre Abraham-Villard nécessite une correction. Comme les oscillogrammes que nous avons publiés et la théorie l'indiquent, la tension n'est pas rigoureusement constante en charge : elle oscille entre deux valeurs dont le voltmètre donne la moyenne.

Ainsi, dans le cas des mesures représentées sur la figure 5, une capacité de 0,0037 μ f., chargée 80 fois par seconde, fournit un débit moyen de 0,0012 amp. En admettant — pour obtenir la limite supérieure de la variation de tension — que la charge soit instantanée, on trouve $\Delta V = 4$ kv. Le voltmètre indiquait 45 kv. La tension qui régit la courbe spectrale est donc 47 kv. et, effectivement, sa détermination directe, faite en mesurant la plus courte longueur d'onde émise et en appliquant la relation du quantum donne 46,7 kv.

Intensité. — L'intensité du courant traversant les tubes était mesurée au moyen d'un ampèremètre à cadre mobile donnant la valeur moyenne de l'intensité, comme nous avons eu l'occasion de le vérifier autrefois au moyen du voltamètre et de l'oscillographe, en utilisant des impulsions de bobine. Dans le cas des tubes Coolidge, cette mesure s'effectuait de la façon suivante :

On lisait d'abord l'intensité indiquée par l'appareil en

marche normale, puis, le filament cathodique étant éteint, on mesurait la nouvelle valeur de l'intensité, la tension primitive une fois rétablie. Le courant observé, de l'ordre de 10^{-4} amp. dépendait de la forme de l'onde de tension et de sa valeur maxima. Il était dû aux couronnes et aux fuites se produisant sur le tube et les isolateurs. Les ampèremètres, qui étaient placés sur le conducteur cathodique, furent toujours disposés au même point du circuit pendant toute la durée des expériences.

II. *Tensions variables.* — Après avoir choisi une tension statique déterminée, nous avons opéré par tâtonnements avec les impulsions fournies par la bobine ou les alternances données par le transformateur, en nous guidant sur la longueur de l'étincelle mesurée entre des boules sphériques en laiton poli de 60 mm. de diamètre et en mesurant la plus courte longueur d'onde émise. Afin de permettre ces mesures de tension maxima, un kénotron était placé, dans les deux cas, en série avec le générateur. En deux ou trois opérations nous sommes ainsi parvenu à obtenir des courbes qui s'évanouissaient sensiblement au même point.

Les plus grandes difficultés rencontrées au cours de ces expériences vinrent de l'inconstance de la tension continue fournie par le secteur urbain et motivée principalement par la crise des charbons. Ceci nous fit imaginer et construire un réducteur automatique introduisant en série ou en opposition des accumulateurs corrigeant les variations de tension à ± 2 volts près, de part et d'autre d'une valeur moyenne, sans que le circuit soit à aucun moment interrompu. Mais cet appareil, qui utilisait les propriétés d'un contact rectifiant, ne put être achevé à temps et les variations furent corrigées par un aide guidé par les indications du voltmètre Abraham-Villard. Dans le cas de l'emploi d'impulsions de bobine, la tension efficace était trop faible pour que ce procédé fut suffisamment sensible. On s'efforçait alors de régler la tension de telle sorte qu'une étincelle produite entre les

boules et trop longue de 0,5 à 1 mm. — suivant la valeur de régime — n'éclate que rarement et à une fréquence à peu près constante. Toutes les ruptures produites par l'interrupteur à jet de mercure ne sont pas, en effet, rigoureusement semblables. Ceci explique pourquoi les courbes obtenues dans ces conditions sont parfois moins régulières que celles obtenues sous une tension¹ statique ou semi-alternative. La

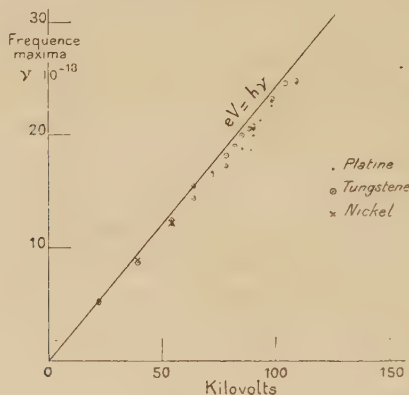


Fig. 4. — Résultats fournis par la méthode spectro-photographique (sel gemme) vérifiant l'émission par quanta des rayons X issus de divers éléments employés comme anticathodes dans un tube Coolidge et dans des tubes à afflux cathodique.

détermination de la plus courte longueur d'onde émise en était rendue particulièrement délicate.

On sait que la plus courte longueur d'onde émise, λ_0 n'est pas directement accessible à l'expérience. Ayant, il y a quelques années ⁽¹⁾ employé la méthode spectro-photographique pour rechercher si la relation du quantum régissait l'émission des rayons X indépendants, nous avons obtenu des fréquences maxima trop faibles d'environ 5 o/o par rapport à la

⁽¹⁾ *Comptes Rendus*, t. CLXIII, p. 754 (déc. 1916) et t. CLXIV, p. 687 (avril 1917).

droite théorique comme le montre la figure 4. La valeur de λ_0 ne peut s'obtenir que par *extrapolation* de la courbe spectrale comme Duane et Hunt, Hull, Blake et Duane l'ont démontré. Toutes nos courbes présentent également un début rectiligne sauf cependant dans le cas de l'alimentation par des ondes de tension de forme sinusoïdale.

En utilisant cette propriété et la connaissance de la largeur angulaire du faisceau issu du collimateur, il est facile, dans

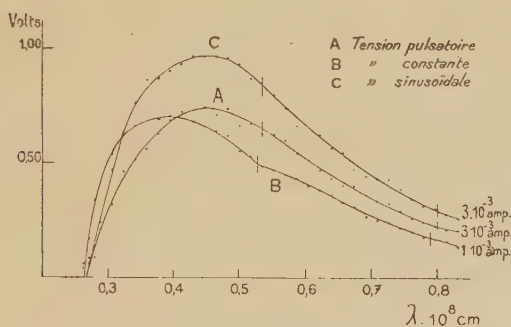


Fig. 5. — Spectres continus observés avec un tube Coolidge Standard et trois formes différentes de tensions.

Tension constante : $V = 46,7$ kv ; $I = 1,0 \cdot 10^{-3}$ amp.

Tension sinusoïdale : $V_{\text{max.}} = 46,0$ kv ; $I_{\text{m.}} = 3,0 \cdot 10^{-3}$ amp ;
 $N = 50$ par seconds.

Tension pulsatoire : $V_{\text{max.}} = 46,0$ kv ; $I_{\text{m.}} = 3,0 \cdot 10^{-3}$ amp ;
 $N = 74$ par seconde.

tous les cas, de tracer la droite qui rencontre l'axe des abscisses au point où la radiation s'évanouit.

Les courbes de la figure 5 obtenues avec le tube Standard montrent ainsi qu'elles ont été observées sous la même tension maxima (46 kv.), mais leurs formes sont bien différentes. Comme on pouvait s'y attendre, la tension constante (rayons cathodiques homogènes), produit un rayonnement beaucoup plus riche en composantes de courtes longueurs d'ondes et beaucoup moins de rayons de grandes longueurs. Alors que les maxima des courbes spectrales obtenues avec la

bobine ou le transformateur coïncidents sensiblement ($\lambda = 0,458$), celui de la courbe obtenue sous tension constante est de beaucoup plus courte longueur d'onde ($\lambda = 0,396$).

Nous avons aussi recherché qu'elle est l'intensité de flux électronique qui donne des maxima égaux, sous la même tension maxima, et avons ainsi trouvé que sous 46 kv. il fallait pour 1,00 ma continu, 2,16 ma moyens avec l'alternance sinusoïdale et 2,84 ma moy. avec les impulsions de l'inducteur. La puissance dépensée sous tension constante était de 45 watts, d'un hectowatt sous la tension sinusoïdale et de 75 watts sous la tension pulsatoire.

Mais si les équivalences de courant que nous donnons ici fournissent des maxima égaux et des aires voisines, les rayonnements obtenus, d'une part, avec la tension constante et de l'autre, avec les tensions variables, ne sont cependant pas comparables car ils ne sont pas de même nature — les courbes spectrales ne coïncidant pas — et leurs effets doivent nécessairement différer.

Une autre expérience, exécutée avec le même tube sous la tension de 67 kv. donna des résultats analogues (maximum en courant continu : $\lambda = 0,324$; maxima d'ondes : $\lambda = 0,387$). Le déplacement du maximum est à peu près le même que dans le cas précédent, c'est-à-dire de 0,06 U. A. mais les équivalences de courant sont un peu modifiées (1 ma constant, 1,5 ma moy. et 2,15 ma moy.) (inducteur).

Cette dernière série de mesures fut reprise avec le tube à radiateur pour la même orientation du plan focal. Elle est représentée dans la figure 6. On y voit très nettement que les courbes statique et d'impulsions débutent par des droites alors que la courbe semi-alternative présente un point d'inflexion. Ce fait a été la cause d'une petite erreur de réglage qui a fait prendre cette courbe sous une tension un peu trop élevée par rapport aux autres. Il s'ensuit que son maximum — qui devrait coïncider avec celui de la courbe d'impulsions ($\lambda = 0,387$) — avance, et a lieu pour $\lambda = 0,365$. Ici encore,

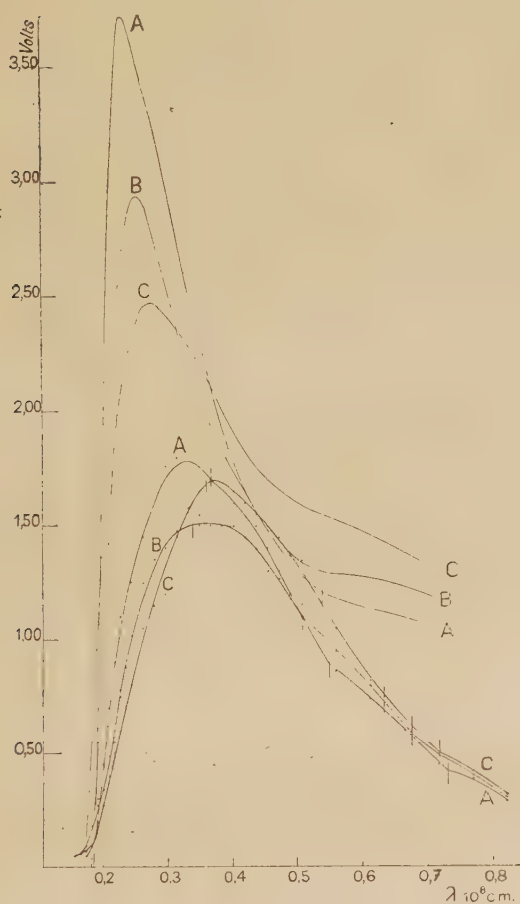


Fig. 6. — Spectres fournis par un tube Coolidge à radiateur.

A Tension constante : $V = 65,6 \text{ kv}$; $I = 0,6 \cdot 10^{-3} \text{ amp.}$

B. Tension sinusoïdale : $V_{\text{max.}} = 72,1 \text{ kv}$; $I_m = 0,95 \cdot 10^{-3} \text{ amp.}$
 $N = 50 \text{ par seconde.}$

C. Tension pulsatoire : $V_{\text{max.}} = 67,4 \text{ kv}$; $I_m = 1,30 \cdot 10^{-3} \text{ amp}$;
 $N = 73 \text{ par seconde.}$

Les courbes sont corrigées afin de représenter la distribution de l'énergie dans le spectre (voy. chap. III).

le maximum statique ($\lambda = 0,333$), avance de la même quantité que précédemment.

Toutes ces expériences étant rigoureusement comparatives, nous avons tout d'abord remarqué un fait inattendu : les mêmes intensités de courant débitées sous les mêmes tensions maxima produisaient, avec les deux tubes, des intensités de rayonnement différentes et moitié plus fortes avec le tube à radiateur (facteur 1,51). Mais, comme nous le verrons plus loin, les surfaces focales étaient très dissemblables : alors que le tungstène du tube à radiateur était à peine altéré, ce métal l'était profondément dans le tube Standard, si bien que, quoique les deux surfaces aient la même orientation par rapport à l'axe du collimateur, le cristal ne voyait, dans le second cas et sous ce petit angle, qu'une partie seulement de la source ⁽¹⁾. Cette opinion est confirmée par la comparaison de deux spectres pris dans les mêmes conditions sous 95 kv. avec ces deux tubes : le tube Standard montre, en avant des raies K_{β} du tungstène une bande d'absorption bien plus prononcée que ne le montre le tube à radiateur.

III. *Importance de la position du maximum de la courbe spectrale.* — Il résulte de l'exposé précédent que les tubes à pure émission d'électrons, excités, soit par des ondes sinusoïdales, soit par des impulsions fournies par un inducteur, donnent des rayonnements à peu près identiques dont les maxima spectraux coïncident sensiblement.

Au contraire, sous tension constante le maximum avance en moyenne de 0,05 U. A.

Pour se rendre compte de l'importance pratique de ce déplacement, il faut considérer, non seulement le rayonnement tel que nous l'avons étudié jusqu'ici, c'est-à-dire simplement filtré à travers la paroi de verre (0, 70 mm.) de l'ampoule, mais celui qui est filtré, par exemple, à travers

⁽¹⁾ Le cristal voyait, dans tous les cas, la totalité de la hauteur de la source.

3 mm. d'aluminium, comme cela s'effectue dans la technique.

Les figures 7 et 8 représentent deux expériences de filtration de ce genre effectuées l'une sous tension sinusoïdale (66 kv. max.), l'autre sous tension constante (71 kv.). Le

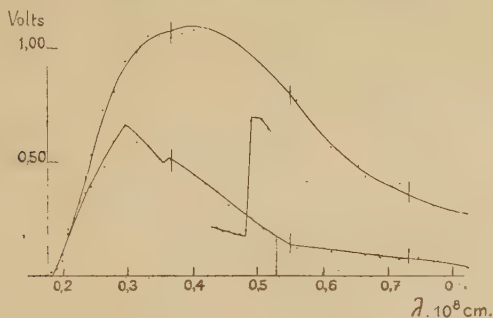


Fig. 7. — Filtration à travers 3 mm. d'aluminium d'un spectre continu obtenu sous la tension semi-alternative maxima de 66,7 kv., $I_m = 1,2 \cdot 10^{-3}$ amp. $N = 50$ par seconde. On a aussi représenté la discontinuité K de l'argent observée à travers un mince écran de métal.

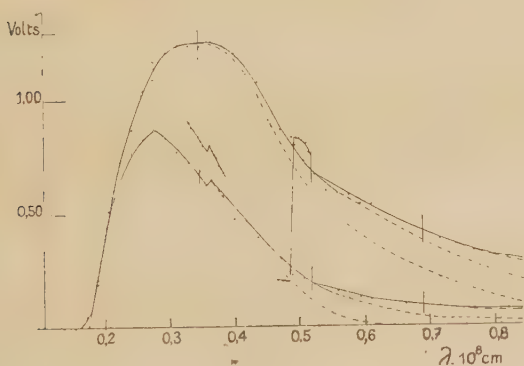


Fig. 8. — Expérience de filtration dans l'aluminium exécutée sous tension constante ($V = \text{kv}$, $I = 0,5$ ma) montrant la discontinuité J de ce métal. Discontinuité K de l'argent servant à l'étalonnage des abscisses.

même filtre d'aluminium (3 mm.) fut disposé, dans les deux cas, entre le tube et la première fente collimatrice, de façon à éviter l'entrée du rayonnement diffusé dans la chambre. On voit que le déplacement du maximum subsiste après la filtration (0,023 U. A.) et que l'intensité relative du maximum obtenu sous tension constante est notablement plus élevée que sous tension variable : $\left(\frac{120}{82} = 1,46, \text{ et } \frac{110}{66} = 1,66 \right)$. Comme le rendement en énergie globale irradiée est déjà supérieur sous tension constante, le rendement après filtration s'en trouve encore augmenté. D'autre part, il faut se rappeler que les propriétés des rayons X se modifient extrêmement vite en fonction de la longueur d'onde dans cette région du spectre. Ainsi, le coefficient d'absorption augmente comme le cube de λ ; les vitesses électroniques mises en jeu dans l'absorption croissent d'une manière *inversement proportionnelle* aux racines carrées de cette quantité. Or les effets biologiques des rayons X ne doivent, tout au moins quantitativement, dépendre que de ces vitesses.

Pratiquement donc, la filtration sous tension constante a un rendement considérablement plus élevé que sous tension variable, et nous verrons plus loin que la correction des courbes spectrales expérimentales — effectuées en vue de donner une représentation exacte de la répartition de l'énergie dans le spectre — exagère encore ce résultat.

La forme de la courbe spectrale et la position de son maximum ont encore une autre importance qui peut devenir très grande pour les usages thérapeutiques des rayons. Nous voulons parler de l'excitation des rayons caractéristiques du métal de l'anticathode; ici des rayons K du tungstène. Il est certain, *a priori*, que puisque la forme du spectre de rayons X reflète celle du spectre des corpuscules générateurs (par exemple leur spectre magnétique), la tension constante fournira des rayons caractéristiques d'une intensité beaucoup plus grande, ou, sous une tension moindre, un rayonnement X homogène de même intensité.

Ces prévisions sont vérifiées par les courbes de la figure 9 qui représente, d'une part, deux spectres obtenus avec l'inducteur et le transformateur sous la tension de 95 kv. max. et, d'autre part, un spectre observé sous la tension constante de 83 kv. Les trois courbes sont comparables entre elles ayant été déterminées avec la même largeur de fente collima-

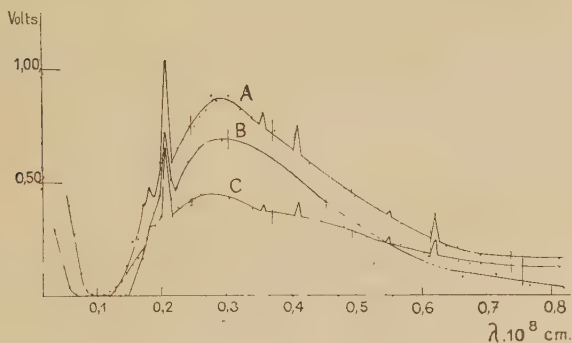


Fig. 9. — Spectres obtenus avec le tube Coolidge à radiateur et les trois formes de tensions montrant les trois premiers ordres de réflexion des rayons K du tungstène.

Tension sinusoïdale : $V_{\max.} = 95$ kv ; $I_m. = 1,0$ ma ; $N = 50$ par seconde.

Tension pulsatoire : $V_{\max.} = 95$ kv ; $I_m. = 1,0$ ma ; $N = 73$ par seconde ; $V_{\text{eff.}} = 26$ kv.

Tension constante : $V = 83,3$ kv ; $I = 0,8$ ma.

Les courbes rapidement croissantes et voisines de l'origine sont dues aux rayons primaires ayant traversé le cristal et commençant à déborder la fente de la chambre d'ionisation.

trice (4') et sensiblement la même intensité moyenne de courant (1,0 ma et 0,8 ma) dans le tube.

On voit que, malgré l'emploi d'une tension statique plus faible de 12 kv., les rayonnements obtenus sont très analogues : les maxima coïncident en position aux erreurs d'expériences près et l'excitation de la radiation K_{α} , en particulier, est la même, comparativement à l'intensité du maximum. De

plus, la tension constante n'a produit, comme précédemment, qu'une proportion beaucoup plus faible de rayons de grandes longueurs d'ondes.

IV. *Les rayons J des éléments.* — Nous avons représenté sur les figures 7 et 8 deux expériences d'étalonnage par filtration dans l'argent. On peut remarquer, de plus, deux crochets ⁽¹⁾ sur les courbes obtenues avec interposition de l'écran d'aluminium. Ces discontinuités, peu prononcées, sont dues à l'absorption J de cet élément, récemment découverte par Barkla et Miss White ⁽²⁾ mais encore inconnue au point de vue spectral. Nous avons recherché, dans l'expérience figurée sur la seconde, la position précise de cette discontinuité et avons trouvé, par rapport à celle K de l'argent ($\lambda = 0,485$ U. A.) la longueur d'onde : $\lambda = 0,358 \pm 0,001$ U. A. en bon accord avec la valeur $\lambda = 0,37$ attribuée par Barkla aux rayons J de l'aluminium. Le faisceau issu du collimateur n'avait ici qu'une largeur angulaire de $2'$ et le cristal était déplacé par échelons de la même quantité.

Il était très intéressant de chercher à préciser l'existence de cette série par les méthodes de l'analyse spectrale afin d'en déterminer la structure. On pouvait penser qu'étant donnée la simplicité croissante des séries L et K, la série J se réduirait peut-être à une seule radiation monochromatique qui aurait alors constitué le spectre ultime de l'atome. D'autre part, il semblait résulter du succès même de l'atome de Bohr, dans son interprétation de la relation de Moseley, l'impossibilité de l'existence d'une série de fréquences supérieures à celles de la série K.

Nous avons ainsi étudié ⁽³⁾ par la méthode photographique

⁽¹⁾ Ce phénomène est surtout apparent sur la courbe de la figure 7 et n'est pas dû à la superposition du second ordre de réflexion. Il est cependant presque dans les limites des erreurs d'expérience.

⁽²⁾ *Phil. Mag.*, t. XXXIV, p. 270 (oct. 1917).

⁽³⁾ *Comptes Rendus*, t. CLXVIII, p. 608 (mars 1919).

de M. de Broglie l'émission X du bore qui est le seul élément présentant à la fois le plus petit nombre atomique ($N = 5$) et des propriétés physiques telles qu'il puisse être utilisé comme anticathode. De plus, l'extrapolation des résultats de Barkla (C, O et Al) montrait que ses rayons J ($\lambda = 0,42$ U. A.) devaient se trouver dans la bande d'absorption K de l'argent, circonstance devant faciliter l'obtention photographique de son spectre.

Le tube, muni d'une fenêtre en mica d'environ 0,01 mm. d'épaisseur, fut alimenté sous la tension maxima de 60 kv. Dans ces conditions, une série de cristaux superposés de sel gemme et de calcite, donnèrent les spectres continus habituels — avec une intensité relativement grande pour un atome plus léger que ceux constituant les gaz de l'air — mais aucune radiation caractéristique, attribuable au bore, ne put être décelée dans les limites $0,2 < \lambda < 1,0$ U. A. La conclusion de ce travail fut que si les rayons J du bore existaient, ils constitueraient — fait très improbable — une raie unique coïncidant avec la discontinuité K de l'argent.

W. Duane et Takeo Shimizu ⁽¹⁾ sont arrivés au même résultat en étudiant, au spectromètre de Bragg le rayonnement ($0,182 < \lambda < 1,26$ U. A.) issu d'un tube Coolidge à anticathode d'aluminium. Les analyses effectuées aussi bien avec l'iode (CH^3I) que le brome ($\text{C}^2\text{H}^3\text{Br}$) comme absorbant ne montrèrent pas trace, dans les limites observées, de radiations caractéristiques de l'aluminium.

D'autre part, si l'on examine le spectre représenté dans la figure 22 exécuté avec une fente collimatrice fine (4') et de très petits échelons (2') on remarque que la portion du spectre continu (figurée en trait ponctué), sur laquelle s'implantent les raies K, est plus intense que la courbe rapidement croissante, située au delà du doublet α , pourrait le faire supposer. Il y a bien là une ionisation supplémentaire, correspondant à une absorption J du brome. La discontinuité J visible sur la

(1) *Phys. Rev.* (avril 1919).

Ann. de Phys., 9^e série, t. XIII (Mars-Avril 1920)

figure (C) semble avoir lieu pour la longueur d'onde $\lambda = 0,227$ U. A. mais peut être plus voisine de K_{α_1} si la radiation K_{α_3} existe.

Enfin un effet analogue a été observé photographiquement par de Broglie ⁽¹⁾. Il consistait en un accroissement notable de l'opacité due au spectre continu en deçà du doublet K_{β} du tungstène et correspondrait à une bande d'absorption J de l'argent, dont la discontinuité aurait lieu à peu près pour la longueur d'onde : $\lambda = 0,178$ U. A.

L'ensemble de ces données spectrales semble donc indiquer que l'émission J n'existe pratiquement pas mais que l'absorption J existe, sa seule conséquence étant une émission électronique.

Si l'on porte sur le graphique de Moseley les racines carrées des fréquences des discontinuités J de l'aluminium, du brome et de l'argent, on obtient une courbe régulière à grand rayon, de forme analogue à celle des relations K, passant par les points de Barkla et un point de Rutherford et Andrade correspondant à une raie γ d'émission du radium C. Ceci semblerait montrer que les rayons J existent seulement dans le spectre γ et que l'« anneau » J est intérieur au noyau.

V. *Effets « anormaux »*. — 1^o L'étude oscillographique de la forme de la décharge électrique dans le tube Coolidge permet d'expliquer un certain nombre de phénomènes qui ont été observés par divers expérimentateurs faisant usage de bobines d'induction, effets qui sont demeurés obscurs. Schall ⁽²⁾ et L. Lévy ⁽³⁾ ont observé photographiquement et en dosant le rayonnement par l'effet Villard que, si l'on alimente le tube avec un inducteur actionné par un interrupteur à jet de mercure, l'intensité du rayonnement émis demeure à peu près constante lorsqu'on augmente (de 2 à

⁽¹⁾ *Journal de Physique* (mai-juin 1916).

⁽²⁾ *Journ. Röntg. Soc*, t. XII, p. 74 (juill. 1916).

⁽³⁾ *J. R. S.*, t. XIII, p. 13 (janv. 1917).

17 ma) l'intensité moyenne du courant traversant le tube, la tension maxima étant maintenue constante:

Pour expliquer ce phénomène, il faut remarquer que la durée de la force électromotrice d'induction de rupture, qui est utilisée pour faire fonctionner le tube, varie considérablement avec l'intensité du courant primaire et la puissance fournie par la bobine, la tension maxima secondaire demeurant constante. Cet effet peut se prévoir théoriquement en remarquant que le fer se démagnétise d'autant plus lentement que son induction est plus élevée et il est nettement mis

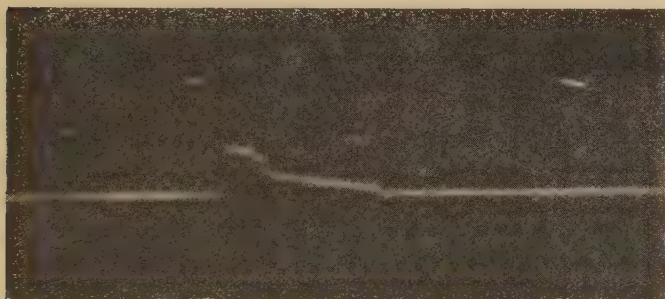


Fig. 10.

$N = 30$ par seconde.

$I_m = 3,5$ ma.

en évidence par les oscillogrammes. Le cliché de la figure 10 montre, par exemple, la forme de l'onde d'intensité que l'on observe avec un débit moyen de 3,5 ma : l'intensité du courant demeure sensiblement constante à 20 milliampères, baisse ensuite rapidement, puis très lentement. Lorsque, sous la même tension maxima, le débit moyen est plus faible, le premier palier (20 ma) subsiste seul. Si maintenant l'on augmente l'intensité moyenne du courant — en élevant légèrement la température de la cathode et en augmentant l'intensité du courant primaire — on observe (voy. fig. 11) une onde de courant de forme toute différente : le palier a conservé

sa valeur maxima, mais il s'est étendu à toute la durée du phénomène d'ouverture. On voit en même temps sur ce cliché que l'onde de tension s'est allongée et qu'elle possède la même durée. Nous avons pu vérifier sur beaucoup d'autres clichés la généralité de cet effet.

Le rayonnement X correspondant à la forme de décharge illustrée par la figure 10 possède un spectre continu représenté dans la figure 5, mais si l'on imagine le spectre magnétique du faisceau cathodique formé dans le cas de la figure 11, on voit que le tiers à peine des corpuscules atteignant l'anti-

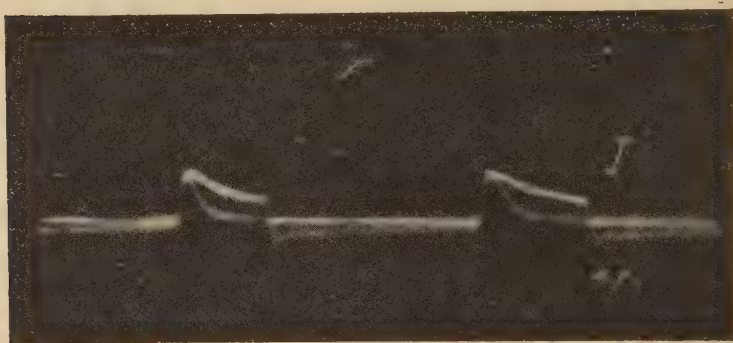


Fig. 11.

$$I_m = 7 \text{ ma}, V_{\max} = 40 \text{ kv.}$$

cathode est animé d'une vitesse notable. Le reste est émis sous de très faibles tensions et il ne produit que des rayons X de basses fréquences qui sont absorbés par la paroi de verre de l'ampoule. Dans le cas précédent, au contraire, l'onde de tension ne durait pas plus du tiers de la période d'ouverture et tous les électrons émis l'étaient avec de grandes vitesses. L'élévation de l'intensité moyenne du courant ne saurait donc accroître le rendement en rayons X, au-dessus de 3 ma environ, comme les auteurs précédents l'ont, en effet, observé.

La puissance utile d'une bobine, *alimentant un tube à pure émission d'électrons*, est donc, au point de vue de la

production des rayons X, très réduite et hors de proportion avec sa puissance vraie qui, comme on le sait, dépend du volume du fer. L'inducteur, qui convient si bien à l'alimentation des tubes à gaz résistants, n'est nullement adapté à celle des tubes Coolidge, par suite du phénomène de la limitation du débit qui est leur caractère essentiel. Il ne semble pas qu'il soit utile de dépasser dans ce cas une intensité moyenne de courant supérieure à quelques milliampères. Ainsi, observant des spectres obtenus dans ces conditions sous la même tension maxima (42 kv.) avec des débits moyens respectivement égaux à 2 et 4 ma, avons-nous observé que les ordonnées maxima n'étaient déjà plus dans le rapport de 2 à 4, mais seulement dans celui de 2 à 3,5.

2° Un autre phénomène d'apparence anormale s'observe lorsqu'on fait fonctionner un tube de ce genre sur un inducteur, dont le courant est interrompu comme ci-dessus. Il a été signalé en particulier par S. Russ ⁽¹⁾, et peut être décrit comme il suit :

Si l'on allume la cathode à une température élevée, une grande résistance étant intercalée dans le circuit primaire — de façon que la tension secondaire soit très faible et le débit assez considérable (une dizaine de milliampères) on observe, en diminuant la résistance primaire, une élévation de la tension secondaire, ce qui est normal, mais que, simultanément, le débit secondaire diminue, la température de la cathode demeurant constante, si bien, que sous une tension maxima de 80 kv., par exemple, il ne passe plus dans le tube qu'un ou deux milliampères moyens.

La cause de cet effet doit encore être recherchée comme étant due à une variation de la durée de l'onde de tension secondaire. Le tube étant d'abord très peu résistant, cette onde possède la forme classique qui caractérise la décharge de la bobine en court-circuit ou sur une faible résistance ohmique : elle dure pendant toute la période d'ouverture. Si

(1) *J. R. S.*, t. II, p. 42 (avril 1915).

l'on accroît son amplitude, en augmentant l'intensité du courant magnétisant, la fréquence de l'interrupteur demeurant constante, sa durée commence par diminuer et le courant secondaire, qui conserve toujours la même valeur maxima, traverse le tube pendant un temps de plus en plus court : son intensité moyenne diminue donc. Le secondaire commence alors à débiter une quantité notable d'énergie, les rayons X apparaissent et l'on se retrouve dans les conditions normales, pour lesquelles l'intensité moyenne du courant varie peu avec la valeur de la tension maxima. Si l'on charge fortement la bobine, on peut alors retrouver un phénomène analogue au précédent, c'est-à-dire que la durée de l'onde de tension augmente si bien que l'intensité moyenne du courant croît.

Ces phénomènes n'apparaissent pas lorsqu'on applique au tube une force électromotrice, de forme sinusoïdale et de durée constante, produite par un alternateur, ou même de forme plus compliquée et obtenue avec un inducteur actionné par un interrupteur électrolytique. On sait en effet que, dans le second cas, la forme du courant primaire se rapproche, en charge, de celle que l'on observerait avec une force électromotrice alternative, de fréquence élevée et dont les deux alternances seraient de même sens, l'établissement du courant et sa disparition ayant presque la même durée.

B. — Tubes à afflux cathodique

Le tube expérimenté fut le même tube Pilon (M^{le} OM², n^o 4817) qui nous avait autrefois fourni la plupart des oscillogrammes que nous avons publiés. La principale difficulté rencontrée dans son emploi résida dans la nécessité de maintenir constante la pression de son atmosphère d'hydrogène avec les faibles charges utilisées. Le chauffage électrique de l'osmo-régulateur dans le gaz d'éclairage nécessitant une trop grande intensité de courant, le tube de platine fut finalement constamment maintenu au rouge dans une petite

flamme continuellement réglée par un aide, guidé, suivant les cas, par les indications du voltmètre Abraham-Villard ou du milliampèremètre. Les variations brusques du secteur furent négligées et seules les variations lentes et de grande amplitude purent être corrigées ; aussi les points obtenus se placent-ils moins régulièrement sur les courbes que les précédents.

Le plan actif de l'anticathode était orienté sensiblement sous le même angle ($8^{\circ}45'$) que dans le cas du tube à radiateur ($9^{\circ}10'$) et les surfaces d'impact étant tout à fait semblables (tungstène presque inaltéré), les courbes que nous donnons ci-dessous sont rigoureusement comparables aux précédentes. Nous avons particulièrement vérifié que le pouvoir d'absorption du gaz contenu dans la chambre n'avait pas changé au cours des expériences ce qui excluait la possibilité d'une décomposition ou d'une fuite. Ces mesures comparatives furent d'ailleurs toutes effectuées dans un court laps de temps et dans des conditions identiques à tous points de vue.

Les courbes de la figure 12 montrent les résultats obtenus sous la tension maxima de 48 kv. avec les trois formes de tension étudiées. Par suite d'une petite erreur de réglage, la tension maxima correspondant aux décharges de bobine n'était que de 46 kv. et le maximum de cette courbe avance de la quantité correspondante. Mais il est remarquable de constater que, cette correction effectuée, les abscisses des trois maxima *coïncident* et qu'elles retardent légèrement (0,02 U. A.) sur celles des courbes obtenues avec les tubes à pure émission d'électrons, la comparaison étant faite pour les ondes. Ce retard disparaît d'ailleurs lorsque la pression décroît.

Il en résulte que la tension statique ne produisait pas, dans ce cas, de rayons cathodiques homogènes, contrairement à ce que nous pensions. Ce point mérite une attention particulière.

Nous avons précédemment montré, à l'oscillographe, que la décharge, dans un tube à afflux, pouvait être soit continue, soit discontinue, suivant la valeur de la pression. Sous les tensions utilisées ici, la pression était assez faible pour donner, dans tous les cas, naissance à des éruptions cathodiques distinctes dans le temps. La caractéristique statique — encore descendante pour de très faibles intensités de courant

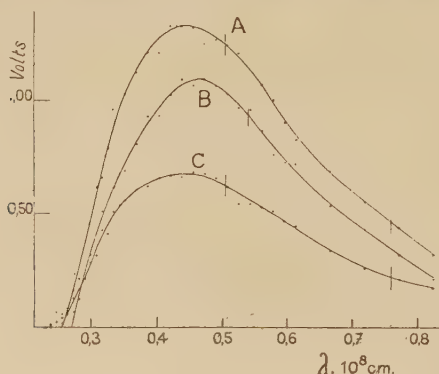


Fig. 12. — Spectres continus fournis par un tube à afflux cathodique alimenté par les trois formes de tensions.

A. Tension sinusoïdale : $V_{\max.} = 48,6$ kv ; $I_m. = 1,5$ ma ; $V_{\text{eff.}} = 31$ kv ; $N = 50$ par seconde.

B. Tension pulsatoire : $V_{\max.} = 46$ kv ; $V_{\text{eff.}} = 18$ kv ; $I_m. = 1,6$ ma ; $N = 74$ par seconde.

C. Tension constante : $V_{\max.} = 48,6$ kv ; force électromotrice $V = 53$ kv ; $I_m. = 0,75$ ma.

— était alors croissante et la discontinuité était due à la combinaison de la capacité cathodique avec la résistance de l'ampoule. Dans le cas de l'emploi de la tension constante, le voltmètre était placé directement en dérivation sur le tube et une résistance d'eau distillée de 10^6 ohms était intercalée dans le circuit.

On peut imaginer que, dans ces conditions, chaque décharge — dont l'intensité instantanée atteint plusieurs dizaines de

milliampères — produise une perte de charge telle que les rayons cathodiques émis soient hétérogènes, les éruptions cathodiques étant suffisamment rares et espacées, mais l'explication du phénomène est, en réalité, différente.

Nous avons, en effet, répété l'expérience avec une résistance d'alcool dix fois plus grande ($10^7 \omega$). Pour obtenir le même débit moyen, la tension statique dût être portée à 62 kv. au lieu de 53, mais la courbe obtenue se révéla être de la même forme. Quoique les indications du voltmètre aient été les mêmes dans les deux cas (49 kv.), le premier spectre indiquait 48,6 kv. et le second 54,3. *Les rayons cathodiques étaient donc aussi hétérogènes* et cependant l'intensité instantanée ne pouvant jamais dépasser quelques milliampères les chutes ohmiques étaient faibles et du même ordre que celles déjà observées avec les tubes Coolidge.

Il faut donc admettre que la *capacité cathodique* joue ici un rôle essentiel : une capacité de l'ordre de 10^{-10} farad, chargée au potentiel de 50 kv. est susceptible de débiter un courant de l'intensité de 10 ma pendant la durée ($5, 10^{-4}$ sec.) d'une éruption. Cette capacité se chargeant moins vite — par suite de la résistance interposée — qu'elle ne se décharge, voit sa tension varier de la même quantité que dans le cas des décharges ayant lieu sous tensions variables.

Il faudrait donc, dans le cas des caractéristiques statiques croissantes (grands débits et capacité cathodique élevée), supprimer la résistance et alimenter directement le tube au moyen des condensateurs. Par contre, aux pressions plus élevées — où la capacité cathodique devient négligeable — la caractéristique descendante impose l'usage de la résistance qui permet alors d'obtenir des rayons cathodiques homogènes.

Si l'on compare, dans la figure précédente, la courbe obtenue sous tension constante avec celle obtenue sous tension semi-alternative, on remarque que leurs ordonnées sont exactement proportionnelles aux intensités moyennes de courant,

sauf dans la région des courtes longueurs d'ondes où le premier spectre est relativement un peu plus intense.

D'autre part, la comparaison des courbes obtenues avec l'inducteur et le transformateur montrent la même proportionnalité — la correction relative à la tension une fois faite — sauf, peut-être, en avant du maximum. Ces petites différences s'atténuent d'ailleurs lorsque la pression diminue : nous avons effectué une autre série de mesures sous 58,7 kv. max. en employant dans les trois cas, le même débit moyen ($I_m = 0,6$ ma). La force électromotrice constante atteignait alors 71 kv., la résistance intercalée était de $10^7 \omega$, et la tension moyenne indiquée aux bornes du tube était de 65 kv. Les trois courbes obtenues coïncidaient aux erreurs d'expérience près. Il semble donc que la forme de l'onde de tension ne possède que peu d'importance au point de vue de la composition du rayonnement émis. *La forme de la courbe spectrale est déterminée par le caractère de la décharge.* Elle doit dépendre aussi quelque peu de la capacité et de la résistance du tube, c'est-à-dire de son mode de construction.

Sachant que le rapport des intensités de rayonnement du tube à radiateur et du tube Standard était de 1,51, on peut comparer les courbes de la figure 5 avec celles de la figure 12, les foyers du tube à radiateur et du tube à afflux étant semblables et identiquement orientés. On trouve ainsi qu'à égalité d'intensité moyenne de courant, le tube à afflux donne, sous les mêmes tensions maxima, des intensités de rayonnement sensiblement *doubles* (par exemple : 1.85 ; 1.97 ; etc.). On s'attendrait, au contraire, à ce que le tube à pure émission d'électrons possédât un rendement supérieur, car dans le tube à gaz, l'afflux ne sert pas directement à la production des rayons X et donne lieu à une perte d'énergie à la cathode (effet thermique).

L'explication de ce phénomène important est donnée par l'étude oscillographique comparée de la forme de la décharge électrique dans les tubes à gaz et dans ceux à pure émission

d'électrons. La cause ne saurait d'abord en être due à un effet de densité électronique très élevée à l'anticathode du tube à afflux (voy. plus loin), car les intensités instantanées, relevées sur les oscillogrammes, ne sont guère plus de quatre ou cinq fois supérieures à celles que l'on observe dans les tubes Coolidge, avec les ondes de tension des bobines, et nous verrons que cette différence serait tout à fait insuffisante. La cause réelle de cet effet est que, dans les tubes à cathode incandescente, l'intensité du courant est indépendante de la



Fig. 13. — Diagramme construit d'après les oscillogrammes et représentant les formes des ondes de courant produites, dans un tube à cathode incandescente et dans un tube à afflux résistant, par une onde de tension de forme sinusoïdale.

tension, à partir d'une certaine limite inférieure, et qu'elle ne dépend que de la température de la cathode, alors qu'au contraire, dans les tubes à afflux, l'intensité varie considérablement avec le voltage. Afin d'illustrer ce phénomène, nous avons représenté dans la figure 13, grâce aux données fournies par les oscillogrammes, la forme de l'intensité du courant produit, dans ces deux genres de tubes, par une alternance de forme sinusoïdale V .

Le tube Coolidge s'allume sous la tension V_1 , de l'ordre de quelques kilovolts et dont la grandeur dépend de l'efficacité de la pièce de concentration cathodique et de la charge de l'es-

pace. Le courant présente ensuite un palier, si bien que la quantité d'électricité débitée par l'alternance peut théoriquement être représentée par le rectangle figuré. En réalité, les clichés montrent plutôt une courbe du genre de celle représentée en pointillé : le courant s'amorce assez brusquement, il croît quelque peu avec l'intensité du champ, dont l'effet est opposé à celui de la cupule de concentration, et décroît ensuite lentement par suite de la présence de la charge négative de l'espace.

Le tube à afflux s'amorce, au contraire, sous la tension V_2 , voisine de la tension maxima, lorsque la pression du gaz est faible et que l'émission des rayons cathodiques est discontinue. Il se produit alors quelques éruptions isochrones (environ 5.10^{-4} sec.), de grande amplitude, et le tube se désamorce rapidement. Si l'on suppose que l'intensité moyenne du courant débité dans les deux cas est la même, la surface du rectangle figuré en premier lieu est égale à la somme des aires des triangles représentant les éruptions et l'on voit que les spectres cathodiques des deux formes de décharges diffèrent profondément, les rayons cathodiques produits dans le tube à afflux étant beaucoup plus homogènes et possédant des vitesses plus grandes. L'émissivité de l'anticathode sera donc beaucoup plus considérable dans le cas du tube à gaz que dans celui du tube à pure émission d'électrons.

Nous avons supposé que les tubes étaient alimentés par un transformateur avec interposition d'une soupape. Si l'on emploie un redresseur mécanique synchrone (contact-tournant), on se rapprochera d'autant plus de ce cas simple que la grandeur angulaire des segments collecteurs sera plus voisine de $\pi/4$. Si ceux-ci sont très réduits, on tend à homogénéiser le spectre cathodique produit dans le tube Coolidge, sans toutefois qu'il soit possible d'aller très loin dans cette voie, à cause de l'étincelle d'allumage et de l'arc d'extinction qui prolongent la durée théorique de la décharge et donnent naissance à des rayons cathodiques relativement lents.

Ces considérations indiqueraient que les spectres des rayonnements X correspondant aux formes de décharges illustrées par la figure précédente devraient différer non seulement en intensité mais aussi en nature. Un tube à gaz très résistant alimenté par une onde de tension de forme sinusoïdale devrait donner naissance à un rayonnement plus homogène qu'un tube à pure émission d'électrons alimenté par la

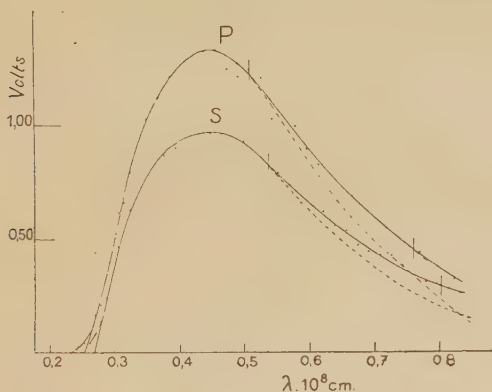


Fig. 14.

S. Tube Coolidge Standard soumis à une tension de forme sinusoïdale : $V_{\text{max.}} = 46,0 \text{ kv}$; $I_m = 3,0.10^{-3} \text{ amp.}$

P. Tube à afflux soumis à la même onde de tension : $V_{\text{max.}} = 52 \text{ kv}$; tension maxima effective indiquée $V'_{\text{max.}} = 48 \text{ kv}$; $I_m = 1,5.10^{-3} \text{ amp.}$

Les courbes expérimentales sont corrigées de la superposition des ordres successifs de réflexion.

même onde. Ces prévisions sont particulièrement bien vérifiées par l'expérience dans la région des grandes longueurs d'ondes. La figure 14 représente, par exemple, un spectre obtenu avec le tube Standard (S) sous 46 kv. max., avec une intensité moyenne de courant de 3 ma, et un spectre obtenu avec le tube Pilon (P) sous la tension maxima de 52 kv., mais la tension effective indiquée par la plus courte longueur d'onde n'est que de 48 kv., pour les raisons que nous expo-

serons plus loin. L'intensité moyenne était ici de 1,5 ma. On voit que quoique dans le second cas la tension soit légèrement plus élevée et l'intensité du maximum considérablement plus grande, l'intensité du rayonnement qui traverse le verre au voisinage de $\lambda = 0,8$ U. A. est la même et qu'elle tend à être moindre pour les longueurs d'ondes plus grandes. Ce sont les courbes en pointillé qui doivent ici être comparées : elles sont obtenues par correction de la superposition des ordres.

La distribution de l'intensité du côté des courtes longueurs d'ondes est à peu près la même, le tube à gaz n'étant pas très résistant. Sa pression correspondrait à une forme de décharge fournissant une dizaine d'éruptions par alternance, se suivant presque sans solution de continuité et d'une durée totale égale au quart de la période. Les régions correspondantes des spectres cathodiques étaient très analogues.

APPENDICE

Calcul de la puissance dépensée dans les tubes. — Ce calcul peut s'effectuer simplement lorsqu'on connaît la forme de la décharge dans l'ampoule et lorsqu'il n'y a pas de décalage entre les ondes de tension et d'intensité. C'est le cas des tubes à pure émission d'électrons, pour lesquels on peut admettre, en première approximation, que le courant passe pendant toute la durée de l'alternance en conservant une valeur constante (voy. fig. 13). Si l'on désigne par I_m l'intensité moyenne, l'intensité maxima $I_{\max}$ est égale à $2 I_m$, puisqu'une alternance sur deux donne seulement lieu au passage du courant. La valeur moyenne du carré de l'intensité est $\frac{I_{\max}^2}{2}$ et l'intensité efficace I_{eff} est égale à :

$$I_{\text{eff}} = \frac{I_{\max}}{\sqrt{2}} = I_m \sqrt{2}.$$

La tension efficace V_{eff} est reliée d'une façon analogue à la tension maxima $V_{\max}$, par l'équation :

$$V_{\text{eff}} = \frac{V_{\text{max}}}{2}$$

la force électromotrice étant de forme sinusoïdale.

La puissance W dépensée dans le tube peut donc se calculer en fonction de I_m et de V_{eff} , qui sont indiqués par les appareils de mesure, ou mieux, en fonction de V_{max} , valeur indiquée par le spectre :

$$W = I_{\text{eff}} V_{\text{eff}} = \frac{I_{\text{max}} V_{\text{max}}}{2\sqrt{2}} = \frac{I_m V_{\text{max}} \sqrt{2}}{2}.$$

Si les deux alternances étaient dirigées dans le même sens, et utilisées, on aurait : $I_{\text{eff}} = I_{\text{max}} = I_m$ et $V_{\text{eff}} = \frac{V_{\text{max}}}{\sqrt{2}}$, soit :

$$W = I_{\text{eff}} V_{\text{eff}} = \frac{I_m V_{\text{max}}}{\sqrt{2}}.$$

Ces relations donnent une approximation suffisante pour l'intensité, la courbe réelle étant représentée dans la figure 13 mais l'accord est beaucoup moins satisfaisant relativement aux indications du voltmètre électrostatique. Nous avons observé que les valeurs efficaces indiquées étaient toujours plus grandes, avec une alternance sur deux, que les valeurs calculées en partant des tensions maxima fournies par les spectres.

Cet effet était également mis en évidence par l'étude des potentiels explosifs, qui sont gouvernés par les tensions maxima. Ceux-ci doivent être, *a priori*, pour cette forme de tension, compris entre les potentiels explosifs statiques et alternatifs. Or, les valeurs des tensions maxima calculées à partir des valeurs efficaces indiquées, étaient les mêmes lorsqu'un tube Coolidge ou un tube à afflux étaient en circuit, encore plus grandes à circuit ouvert, et, dans tous les cas, hors de proportion avec les potentiels explosifs possibles. La cause de ces désaccords est évidente : c'est un effet de capacité, d'autant plus accusé que le circuit est mieux isolé (à vide), et qui a pour résultat de *prolonger, en la défor-*

mant, l'alternance fournie par le kénotron, en augmentant la valeur de la tension efficace, pour une tension de crête de grandeur constante. Ces considérations sont très bien vérifiées par les oscillogrammes. L'accord entre les valeurs théoriques et les valeurs observées était rigoureux au-dessus de 10 kv. eff. L'écart augmentait ensuite régulièrement jusqu'à atteindre 12 0/0 pour 40 kv. eff. indiqués et 20 0/0 pour 60 kv. eff.

Lorsque l'alternance de forme sinusoïdale alimente un tube à gaz peu résistant, dans lequel la décharge est continue, l'onde d'intensité présente la même forme (en négligeant la période d'amorçage). La puissance dépensée peut alors se calculer d'une façon simple en fonction de l'intensité moyenne et de la tension maxima. Si les deux alternances sont utilisées on a :

$$W = \frac{I_{\max} V_{\max}}{2} = \frac{\pi I_m}{2\sqrt{2}} \cdot \frac{V_{\max}}{\sqrt{2}} = \frac{\pi I_m V_{\max}}{4}.$$

Si une seule alternance provoque le passage du courant, la puissance est moitié moindre à égalité des valeurs maxima :

$$W = \frac{I_{\max} V_{\max}}{4} = \frac{\pi I_m V_{\max}}{4}$$

la valeur moyenne de l'intensité étant moitié plus petite.

Lorsque la discontinuité apparaît, il n'est plus possible de calculer la puissance, car les éruptions se produisent pour des valeurs variables de la tension instantanée. Seule, l'intensité efficace du courant peut se déterminer, en fonction de la valeur moyenne, lorsque l'onde d'intensité possède une forme géométrique simple, par exemple celle d'un triangle rectangle, ou, ce qui se rapproche davantage de la réalité, d'un triangle dont l'hypothénuse serait remplacée par une courbe exponentielle. On obtient ainsi, dans le premier cas, la relation :

$$I_{\text{eff}} = I_m \sqrt{\frac{4}{3} \frac{T}{\theta}}$$

T étant la période et θ la durée de la décharge. Mais cette équation s'appliquerait plutôt au cas de l'alimentation par bobine, pour lequel la décharge est unique. La forme de l'alternance sinusoïdale cause, au contraire, l'émission de plusieurs décharges présentant entre elles des écarts T variables.

La puissance dépensée dans le cas de l'alimentation d'un tube à pure émission d'électrons par une bobine ne peut se calculer qu'en relevant à l'oscillographe les courbes de l'intensité et de la tension, en mesurant, pour un certain nombre d'instants successifs, leurs valeurs instantanées et en faisant le produit de celles-ci. L'aire de la courbe obtenue mesure l'énergie dépensée pendant la décharge et si N est la fréquence du phénomène la puissance est égale à N fois cette aire. D'une façon générale, si l'on connaissait les équations de l'intensité $I = f(t)$ et de la tension $V = \varphi(t)$, on aurait simplement :

$$W = N \int_0^{\theta} \varphi(t) f(t) dt$$

θ étant la durée de la décharge.

Nous avons fait ce calcul pour la forme de décharge illustrée par la figure 11. La puissance trouvée est plus petite que le produit des valeurs efficaces de l'intensité et de la tension et ne pourrait donc pas se calculer par la simple mesure de celles-ci. Le facteur de puissance est ici égal à 0,82.

Enfin, dans le cas de l'alimentation d'un tube à gaz par une bobine, le calcul serait tout à fait analogue, mais le facteur de puissance serait encore plus grand, le courant ne passant que pendant une faible fraction de la durée de l'onde de tension.

Les puissances dépensées dans les tubes ne correspondent d'ailleurs nullement à la quantité d'énergie dépensée par seconde au point d'impact, à cause de l'abondante diffusion subie au foyer par le faisceau cathodique.

CHAPITRE III

CORRECTION DES COURBES SPECTRALES EXPÉRIMENTALES

Les courbes expérimentales sont fort loin de représenter la distribution exacte de l'énergie dans le spectre. Elles sont déformées par la superposition des divers ordres de réflexion, l'absorption incomplète exercée par le gaz contenu dans la chambre et la filtration réalisée par la paroi de verre de l'ampoule. Nous allons examiner successivement les corrections se rapportant à chacun de ces phénomènes.

a) *Correction relative à la superposition des divers ordres de réflexion.* — On sait que les angles θ sous lesquels un édifice cristallin réfléchit une longueur d'onde donnée λ dépend du système de plans réticulaires que l'on considère, et que leurs valeurs sont données, en fonction de l'ordre n du spectre et de la distance réticulaire d , par la formule de MM. Bragg :

$$n\lambda = 2d \sin \theta.$$

L'intensité de la réflexion présentée, en fonction de l'ordre n , par les faces p de la calcite, a été mesurée par W. L. Bragg ⁽¹⁾ en vue de déterminer la structure de ce cristal. En employant le doublet K_{α} du palladium il obtint les chiffres suivants :

$$I_1 = 100, I_2 = 20, I_3 = 20, I_4 = 9.$$

Les faces p de la calcite étant constituées de plans équidistants contenant successivement les atomes Ca.C.O, O, O, Ca.C.O, etc., on peut, suivant la méthode de MM. Bragg, retrouver par le calcul les valeurs expérimentales ci-dessus, en admettant que les rayons incidents se propagent sous la forme de longs trains d'ondes sinusoïdales et que chaque atome disperse une radiation dont l'amplitude est proportionnelle au nombre d'électrons qu'il renferme. On trouve ainsi les chiffres :

(1) *Proc. Roy. Soc.*, t. LXXXIX, p. 468 (1914).

$$I_1 = 100, I_2 = 11, I_3 = 18, I_4 = 8$$

qui diffèrent notablement des précédents. La raison de ce désaccord tient au fait que certaines orbites électroniques possèdent, surtout dans l'atome de calcium, des diamètres de grandeur comparable à la distance réticulaire et que, par conséquent, l'amplitude de la radiation dispersée par le groupe CaCO est notablement inférieure à la somme des amplitudes des ondes qui seraient émises en supposant tous les électrons concentrés au nœud du réseau. La relation empirique de Bragg, qui sert de base au calcul :

$$I_n = \frac{K}{n^2} = \frac{K'}{\sin^2 \theta},$$

I_n étant l'intensité de la réflexion pour l'ordre n , θ l'angle de réflexion correspondant, K et K' des constantes, n'est d'ailleurs pas rigoureuse, pour les mêmes raisons, ainsi que Darwin ⁽¹⁾ et Compton ⁽²⁾ l'ont démontré. Il semble par conséquent plus sûr d'adopter les valeurs expérimentales que les valeurs théoriques et nous avons d'ailleurs retrouvé les premières en étudiant la réflexion du doublet K_α du tungstène.

La correction doit donc s'effectuer en retranchant, des ordonnées expérimentales, des grandeurs proportionnelles à I_n et aux valeurs observées en premier ordre, puisque l'absorbabilité des radiations considérées est la même. Par exemple, pour obtenir la vraie valeur de l'intensité pour la longueur d'onde $\lambda = 0,8$ U. A., on retranchera successivement de l'intensité observée, les quantités $\frac{9J_4}{100}$, $\frac{20J_3}{100}$, $\frac{20J_2}{100}$, J_4 , J_3 , J_2 étant les intensités des radiations de longueurs d'ondes : $\lambda = 0,2$, $\lambda = 0,266$ et $\lambda = 0,4$ U. A.

Cette correction est effectuée dans la figure 15 où A repré-

(1) *P. R.*, t. XXVII, p. 325 (févr. 1914) et t. XXVII, p. 675 (avril 1914).

(2) *P. R.*, t. IX, p. 29 (janv. 1917).

sente la courbe expérimentale et B la courbe corrigée des variations de sensibilité de l'électroscope en fonction du potentiel. Ce sont les ordonnées de cette courbe et de toutes les suivantes qui sont exprimées en volts. λ_1 , λ_2 , λ_3 , représentent respectivement les débuts des premier, second et troisième ordres. La courbe C montre le résultat de la correction.

Nous avons toujours observé, en effectuant celle-ci, que la

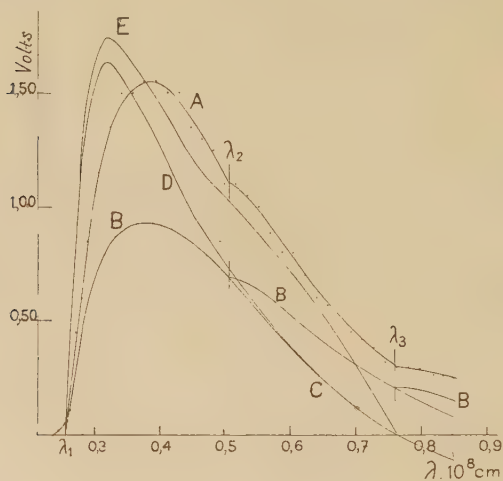


Fig. 15.

A. Courbe spectrale expérimentale.

B. Courbe précédente corrigée des variations de sensibilité de l'électroscope en fonction du potentiel.

C. Courbe précédente corrigée de la superposition des spectres d'ordres successifs. λ_1 λ_2 λ_3 indiquent respectivement les débuts de ces spectres de premier, deuxième et troisième ordres.

D. Courbe précédente corrigée de l'absorption incomplète exercée par le gaz contenu dans la chambre.

E. Courbe précédente corrigée de l'absorption exercée par la paroi de verre de l'ampoule ($e = 0,070$ cm.).

F. Discontinuité d'absorption K de l'argent servant à l'étalonnage de l'axe des longueurs d'ondes.

Tension statique $V = 48,6$ kv ; $I_m = 1,15$ ma.

Largeur angulaire du faisceau : $\delta = 6'$.

courbe C traversait l'axe des longueurs d'ondes, ce qui prouve que les quantités retranchées sont trop fortes, la courbe devant tout au plus tendre asymptotiquement vers l'axe des abscisses. Cet effet n'est pas dû à une cause d'erreur, car nous l'avons également observé en corrigeant les courbes publiées par Ulrey ⁽¹⁾ (calcite), par W. Duane et Hunt ⁽²⁾ (calcite), et par Hull ⁽³⁾ (sel gemme). Le Professeur W. H. Bragg, auquel nous avons signalé cette anomalie, nous a proposé l'explication suivante :

Si l'on suppose que le spectre continu est constitué de radiations monochromatiques, de longueurs d'ondes très voisines et régulièrement espacées, l'intervalle de deux d'entre elles, qui est $\Delta\lambda$ dans le premier ordre, sera $n\Delta\lambda$ dans le $n^{\text{ième}}$. Or, la fente de la chambre d'ionisation a une largeur constante, telle, par exemple, qu'elle admet p lignes dans le premier ordre. Elle n'en admettra donc plus que p/n dans le $n^{\text{ième}}$ et, par conséquent, lorsqu'on effectue la correction précédente, on soustrait de la courbe expérimentale, une valeur n fois trop forte. L'intensité de la réflexion est mesurée au moyen d'une radiation monochromatique qui est toujours complètement admise dans la chambre. Dans le cas d'un spectre paraissant continu il faut donc diviser les valeurs trouvées par l'ordre du spectre.

Il n'est d'ailleurs pas nécessaire d'admettre que le spectre continu soit constitué d'un certain nombre de raies monochromatiques voisines et, dans nos expériences, la fente de la chambre d'ionisation était toujours, comme nous l'avons dit, largement ouverte. Supposons que le faisceau réfléchi soit compris, dans le premier ordre de réflexion, entre les limites θ_1 et $\theta_1 + \delta\theta$. Sa largeur angulaire demeurant constante dans les divers ordres successifs, il sera contenu, par exemple en second ordre, entre les angles θ_2 et $\theta_2 + \delta\theta$. La radiation qui

⁽¹⁾ *P. R.*, t. XI, p. 401 (mai 1918).

⁽²⁾ *P. R.*, t. VI, p. 166 (avril 1915).

⁽³⁾ *P. R.*, t. IX, p. 64 (janv. 1917) et t. X, p. 661 (déc. 1917).

se réfléchit en θ_2 a la même longueur d'onde que celle qui se réfléchit en θ_1 , mais celle dont la réflexion a lieu pour $\theta_2 + \delta\theta$ n'est plus la même que celle qui subit une première réflexion pour $\theta_1 + \delta\theta$, cette dernière se réfléchissant pour $\theta_2 + 2\delta\theta$. Il en résulte que les spectres continus d'ordres successifs possèdent des grandeurs angulaires proportionnelles à l'ordre, que leur densité diminue de la même façon et que les intensités $J_1, J_2, J_3 \dots J_n$ doivent être divisées par n .

b) *Correction relative à l'absorption incomplète exercée par la chambre.* — Dans un certain nombre de mesures nous avons utilisé comme élément absorbant, l'ode (vapeurs saturantes de CH_3I) qui possède sa discontinuité K pour la longueur d'onde $\lambda = 0,3725$ U. A. Cette bande est fort gênante dans le domaine que nous désirions étudier et les maxima des courbes spectrales s'en trouvent déplacées — dans un sens ou dans l'autre (jusqu'à 0,1 U. A.) — suivant leur position par rapport à la discontinuité.

Aussi toutes les courbes que nous reproduisons ici ont-elles été obtenues en utilisant les bandes d'absorption du brome et principalement la bande K dont la discontinuité est en dehors ($\lambda = 0,9176$ U. A.) de la région étudiée.

La chambre, remplie de CH_3Br pur, dans les conditions normales, n'absorbe, en général, qu'une fraction du rayonnement monochromatique réfléchi par le cristal, étant donné sa faible longueur (20 cm.). On peut admettre que dans les limites qui nous occupent ($0,2 < \lambda < 0,7$ U. A.) l'absorption est seulement due à la superposition des bandes K, L, M, etc., du brome, les absorptions dues au carbone ($\frac{1}{700}$) étant négligeables.

Owen ⁽¹⁾ a récemment mesuré les valeurs des coefficients d'absorption massiques $\left(\frac{\tau}{\rho}\right)$ d'un certain nombre d'éléments légers pour la longueur d'onde $\lambda = 0,586$ U. A. et a trouvé

⁽¹⁾ *Proc. Roy. Soc. A.*, t. XCIV, p. 510 (1918).

en particulier pour le brome : $\frac{\tau}{\rho} = 51,4$. Or on sait que le coefficient d'absorption d'un élément varie, entre les disconti-

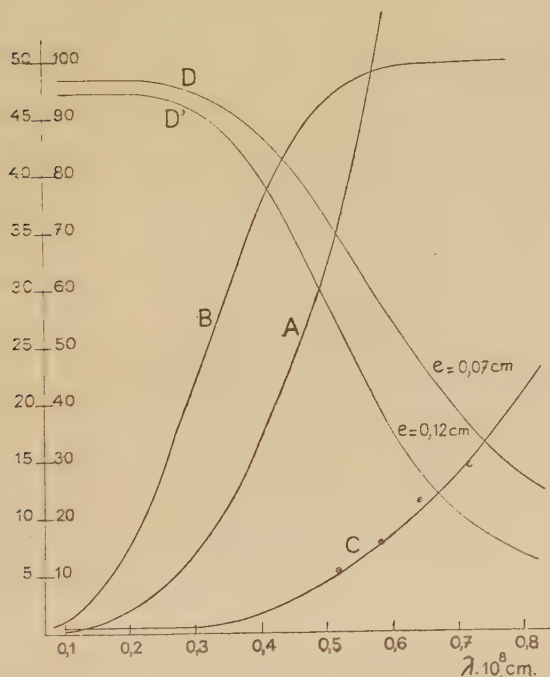


Fig. 16.

A. Variations du coefficient massique d'absorption K du brome $\left(\frac{\tau}{\rho}\right)_{\text{Br}}$ en fonction de la longueur d'onde.

B. Variations de l'absorption procentuelle K exercée par le gaz absorbant (CH^3Br) remplissant la chambre. ($l = 20$ cm.).

C. Variations du coefficient linéaire d'absorption du verre constituant la paroi du tube, en fonction de la longueur d'onde. Les points expérimentaux représentent les résultats de Wooten (*loc. cit.*).

D. Variations de la transmission procentuelle des parois ($e = 0,07$ cm. et $e = 0,12$ cm.).

nuités et en fonction de la longueur d'onde, suivant la loi de Bragg et de Pierce :

$$\frac{\tau}{\rho} = K\lambda^3$$

K étant une constante propre à chaque intervalle spectral contenu entre deux discontinuités. Nous avons ainsi pu calculer les variations de $\left(\frac{\tau}{\rho}\right)_{\text{Br}}$ en fonction de λ . Le résultat est représenté graphiquement dans la figure 16 (courbe A).

On peut donc aussi calculer pour chaque valeur de λ , au moyen de la loi exponentielle, l'intensité I du rayonnement transmis par la chambre :

$$I = I_0 \cdot e^{-\frac{\tau}{\rho} dl}$$

d étant la densité du gaz (assimilé à une pure vapeur de brome) et l la longueur traversée. Si l'on assigne à l'intensité initiale I_0 la valeur 100, on obtient par différence de $I_0 - I$ la valeur de l'absorption procentuelle exercée par le gaz pour chaque valeur de λ . Les variations de cette fonction sont représentées graphiquement dans la figure 15 (courbe B). On voit que l'absorption est pratiquement complète à partir de $\lambda = 0,6$ U. A.

Or, les ordonnées de la courbe C (voy. fig. 15), sont sensiblement proportionnelles aux quantités $I_0 - I$. Il suffit donc, pour obtenir les vraies intensités des rayonnements monochromatiques incidents de faire, pour chaque longueur d'onde, le quotient des intensités observées par les valeurs correspondantes de $I_0 - I$. On obtient ainsi la courbe D (fig. 15).

Il faut remarquer qu'il convient d'utiliser ici non le coefficient total d'absorption $\frac{\mu}{\rho}$, somme des coefficients de dispersion $\frac{\sigma}{\rho}$ et d'absorption sélective $\frac{\tau}{\rho}$, mais bien seulement ce dernier. La dispersion exercée par le brome n'est en effet d'une importance relative notable que dans les régions spec-

trales de très courtes longueurs d'ondes (au-dessous de $\lambda = 0,2$ U. A.) et le rayonnement dispersé étant de même longueur d'onde que le rayonnement incident, ne fournit alors qu'une ionisation insignifiante. Il n'est par suite pas contenu dans le résultat global de la mesure électrométrique.

Mais toute l'énergie soustraite au faisceau incident et mesurée par $\frac{\tau}{\rho}$ ne se retrouve pas dans l'intensité du courant d'ionisation. Barkla (1) a montré comment l'énergie sélectivement absorbée dans une bande K se partageait entre le rayonnement X fluorescent émis par l'atome absorbant et son rayonnement corpusculaire simultané. Le premier est sensiblement homogène, il forme une série dont les rayons K du tungstène (voy. fig. 22) sont un exemple. Le second a une vitesse d'émission variable, liée à la fréquence de la radiation par la relation du quantum. Barkla a observé que lorsque la longueur d'onde du rayonnement absorbé était juste un peu plus courte que celle de la discontinuité K, le rayonnement corpusculaire et le rayonnement fluorescent émis avaient sensiblement la même énergie. En d'autres termes, pour un quantum de radiation fluorescente irradiée il y a émission d'un quantum, presque équivalent, de radiation corpusculaire. Cette loi est générale : lorsque la longueur d'onde diminue, un quantum de radiation corpusculaire accompagne toujours un quantum de radiation fluorescente mais celui-ci étant de grandeur constante alors que le premier croît proportionnellement à la fréquence, il s'ensuit que c'est une fraction de plus en plus petite de l'énergie totale sélectivement absorbée qui est réémise en rayons X. A la limite, pour de très courtes longueurs d'ondes, on peut admettre que toute l'énergie soustraite au faisceau incident est uniquement communiquée à des électrons qui se trouvent animés de très grandes vitesses.

Il est fort difficile, dans le cas qui nous occupe, de déter-

(1) *Bakerian Lecture* (1917).

miner, pour chaque valeur de λ , quelle est la fraction du rayonnement corpusculaire qui est seulement absorbée par le gaz. Le prisme de rayonnement traversant la chambre avait la forme d'une lame très mince (0,2 mm. environ), de 20 mm. de hauteur, se propageant à travers le gaz entre les deux électrodes symétriques d'aluminium. Celles-ci étaient distantes de 14 mm. et l'axe du prisme coïncidait avec celui de la chambre. Dans ces conditions, les rayonnements issus du prisme avaient au moins 7 mm. d'épaisseur de gaz à traverser avant d'atteindre les électrodes.

Il est bien certain que des corpuscules animés de la vitesse $6,78 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ et correspondants aux rayons K du brome sont alors complètement absorbés, mais ceux qui résultent de l'absorption de rayons de longueur d'onde voisine de 0,2 U. A. et qui ont une vitesse de $14,7 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ sont susceptibles d'atteindre les parois.

L'absorption des rayons K émis par le brome varie en sens inverse. Ces rayons possèdent un coefficient d'absorption dans le brome relativement faible (absorptions L, M, etc.) et le calcul montre que 90 o/o d'entre eux sont susceptibles d'atteindre les électrodes. Ils n'y excitent presque pas les rayons K de l'aluminium étant donné leur trop courte longueur d'onde. Leur énergie est seulement convertie en rayons corpusculaires de vitesse maxima $6,78 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$. Il s'ensuit que le rayonnement capté par la cathode est en grande partie réabsorbé sous cette forme par le gaz. Dans l'impossibilité où nous sommes ici de pouvoir calculer exactement la valeur de cette correction, nous évaluerons à 50 o/o la proportion des rayons K du brome qui contribuent à ioniser le gaz, cette fraction étant seulement notable dans le cas des plus grandes longueurs d'ondes.

En résumé, la correction que nous avons apportée aux courbes spectrales doit être considérée comme étant par

défaut, de quelques centièmes pour les courtes longueurs d'ondes et d'environ 20 0/0 pour les grandes : les spectres seraient donc un peu plus riches en rayons de grandes longueurs.

c) *Correction relative à l'absorption exercée par la paroi de verre des ampoules.* — Nous nous sommes demandé qu'elle était l'influence exercée par la paroi de verre des tubes sur la vraie forme de la courbe spectrale et la vraie position du maximum. Alors que l'absorption incomplète réalisée dans la chambre déplace le maximum du côté des courtes longueurs d'ondes, la filtration réalisée par l'écran de verre doit le déplacer dans le sens opposé. Les coefficients d'absorption de ce verre ont été déterminés récemment par Wooten ⁽¹⁾ pour quatre longueurs d'ondes. Nous avons extrapolé graphiquement (voy. fig. 16, courbe C) ses résultats qui ne vérifient pas la loi de Bragg et Pierce qui est valable seulement pour un élément. Du côté des courtes longueurs d'ondes nous avons pris pour limite du coefficient global d'absorption, celui de dispersion, en lui assignant la valeur de Barkla : $\frac{\sigma}{\rho} = 0,2$. L'épaisseur des parois de verre était de 0,07 cm. pour le tube Standard et de 0,12 cm. pour le tube à radiateur. La loi exponentielle d'absorption nous a permis de calculer les courbes procentuelles de transmission des parois (voy. fig. 10, courbes D) qui offrent la possibilité de corriger la courbe D de la fig. 15. Il suffit pour cela de multiplier les ordonnées de cette dernière par les quotients $100/I$, I étant l'intensité transmise, pour avoir la vraie valeur de l'intensité du rayonnement issu du foyer. On obtient ainsi la courbe E. Comme on le voit, la position du maximum n'est pas altérée d'une manière sensible pour un spectre observé sous la tension de 48 kv., mais cette correction devient de plus en plus importante sous les tensions plus faibles et pour 30 kv. par exemple le déplacement dépasse 0,1 U. A.

(1) *Phys. Rev.*, t. XIII, p. 71 (janv. 1919).

La courbe D de la figure 16 offre quelques particularités intéressantes. Elle montre que l'absorption subie par des longueurs d'ondes plus courtes que $\lambda = 0,3$ U. A. n'est guère plus que de la dispersion et que si on l'extrapole graphiquement dans la direction opposée, les parois de verre des tubes usuels ne doivent plus laisser passer, au delà de $\lambda = 1,2$ U. A., qu'un rayonnement insignifiant. Ce résultat est tout à fait d'accord avec l'expérience directe.

d) *Coefficient de réflexion*. — Il ne suffirait pas de corriger les courbes de la superposition des spectres de divers ordres, de l'absorption incomplète réalisée dans la chambre, etc., pour obtenir la vraie loi de répartition de l'énergie dans le spectre. Il faut encore tenir compte de l'existence d'un coefficient de réflexion.

W. H. Bragg ⁽¹⁾ a démontré expérimentalement l'existence d'un coefficient de ce genre, en utilisant des rayons monochromatiques (Doublet K_{α} du rhodium) et un cristal de diamant. Le même effet a été observé photographiquement par Rutherford et Andrade ⁽²⁾ avec des cristaux de sel gemme et les rayons γ (K) des radiums B et C. D'autre part, Darwin et Compton, dans leurs théories de la réflexion, sont parvenus à des formules qui ne s'accordent avec les résultats de l'expérience que si l'on admet l'existence d'un tel coefficient. Celui-ci pourrait se calculer *a priori* si les cristaux étaient d'une structure parfaite. Il n'en est malheureusement rien et les édifices semblant les mieux construits sont, en réalité, constitués d'une infinité de cristaux élémentaires, possédant une structure parfaite, mais qui ne sont pas tous rigoureusement orientés de la même façon. Il en résulte que, les rayons primaires, qui devraient être réfléchis bien avant d'avoir pu pénétrer à une profondeur appréciable dans le cristal, y pénètrent en réalité profondément et subissent, ainsi que les

⁽¹⁾ *P. M.*, t. XXIX, p. 896 (mai 1914).

⁽²⁾ *P. M.*, t. XXVIII, p. 266 (août 1914).

rayons réfléchis, une absorption importante de la part des édifices élémentaires non exactement orientés pour les réfléchir. C'est ainsi que Darwin a expliqué comment les coefficients de réflexion observés par Bragg dépendaient beaucoup du coefficient d'absorption massique $\frac{\alpha}{\rho}$ du cristal, alors que la théorie n'indiquait aucune relation entre ces deux quantités.

Cet effet est important et il peut donner lieu à de gros phénomènes sélectifs. MM. Bragg ⁽¹⁾ ont ainsi observé, en étudiant la réflexion des rayons L du platine par des cristaux de sel gemme, d'arséniate de sodium et de blende zincique (ZnS) que les discontinuités K d'absorption de l'arsenic et du zinc avaient une influence perturbatrice considérable sur l'intensité de la réflexion. Si l'on opère avec des fentes fines et que l'on observe un spectre continu, on peut même mettre en évidence des discontinuités spectrales aussi accusées que celles obtenues par filtration à travers un écran. Dans son étude photographique des séries M, W. Stenström ⁽²⁾ a ainsi observé deux bandes présentant leurs opacités du côté des grandes longueurs d'ondes et leurs discontinuités pour les valeurs $\lambda = 3,07$ et $\lambda = 5,01$ U. A. La première correspond à la discontinuité K du calcium et la seconde à celle du soufre, le cristal ayant été le gypse.

La fluorescence X qui résulte de cette absorption sélective et qui a lieu dans tous les cristaux, ne peut exercer aucune influence sur l'intensité de la réflexion. On sait en effet qu'un très petit nombre seulement des atomes exposés au rayonnement deviennent susceptibles de l'absorber en émettant un électron animé d'une grande vitesse et un rayonnement caractéristique et il ne saurait y avoir aucune relation de phase entre les radiations émises par ces rares atomes absorbants.

Il n'y a pas, en pratique, à tenir compte, au point de vue

⁽¹⁾ « *X rays and crystal structure* », p. 295.

⁽²⁾ *Ann. der Phys.*, t. XXI; p. 347 (nov. 1918).

de l'intensité de la réflexion, des facteurs relatifs à la polarisation et à l'agitation thermique. On sait que le premier a été introduit par Darwin (*loc. cit.*) sous la forme déduite, par J.-J. Thomson, de la théorie électro-magnétique. Il n'est notable que pour des radiations de grandes longueurs d'ondes, telles que celles qui sont réfléchies sous des angles dépassant 10° sur le sel gemme ou la calcite ⁽¹⁾.

Le second de ces facteurs a été introduit par Debye ⁽²⁾ et retrouvé expérimentalement par MM. Bragg. L'effet de la température est de modifier, par dilatation ou contraction, la distance réticulaire, ce qui a pour conséquence de faire varier l'angle de réflexion. De plus, le déplacement des atomes, à partir de leur position d'équilibre, pendant leurs vibrations, a pour effet de diminuer l'intensité de la réflexion lorsque l'agitation thermique croît. Les mesures spectrométriques s'effectuant toujours à la température ordinaire et celle-ci ne variant que de quelques degrés au cours des expériences, cet effet est tout à fait négligeable.

Le coefficient de réflexion dépend donc aussi, d'une manière indirecte, du coefficient d'absorption des atomes constituant le cristal. Dans le cas de la calcite et pour le domaine spectral considéré, les effets sélectifs qui pourraient être dus aux discontinuités J d'absorption du carbone et de l'oxygène, sont négligeables et l'on peut considérer l'absorption comme étant presque uniquement due aux bandes K.

Le coefficient $\frac{\mu}{\rho}$ est proportionnel comme nous l'avons dit, au cube de la longueur d'onde. Par conséquent, le coefficient

(1) COMPTON (*P. R.*, t. VII, p. 658 ; juin 1916) a vérifié son existence en observant la réflexion sur le sel gemme, des trois premiers ordres des lignes L_{β_1} et L_{β_2} du tungstène, l'angle d'incidence atteignant jusqu'à 43° et la polarisation devant être totale pour 45° . Il n'y a pas lieu non plus de considérer la polarisation des rayons primaires que l'on sait être insignifiante.

(2) *Ann. der Phys.*, t. XLIII, p. 49 (1914).

de réflexion doit diminuer lorsque la longueur d'onde augmente. Sa grandeur pouvant dépendre de l'état de perfection du cristal employé, il n'y a d'autre ressource que sa mesure directe, en suivant la méthode employée, par exemple, par Compton ⁽¹⁾ pour le doublet K_{α} du molybdène avec le sel gemme et la calcite. Il conviendrait de mesurer le coefficient de réflexion *du cristal employé* pour un certain nombre de longueurs d'ondes situées dans le domaine spectral étudié et de corriger les courbes C en multipliant leurs ordonnées par des quantités inversement proportionnelles aux valeurs correspondantes du coefficient d'absorption ⁽²⁾. Ces mesures nécessitant un outillage considérable (tubes Coolidge à anticathodes de diverses natures, monochromateur), ne purent être effectuées. Nous nous proposons de les poursuivre, mais on voit que, dès à présent, le problème de la spectrométrie exacte des rayons X semble théoriquement résolu.

RÉSULTATS

Nous avons corrigé, de la façon exposée ci-dessus, un certain nombre de courbes spectrales, obtenues avec les tubes Coolidge sous des tensions variables ou constantes, dans le but de rechercher la loi de déplacement du maximum et celle qui relie l'énergie globale du rayonnement indépendant émis à la tension maxima.

I. *Etude du déplacement du maximum.* — On sait que la forme du spectre X continu est tout à fait comparable à celle du spectre du rayonnement thermique du corps noir, la tension V jouant le rôle de la température absolue T. Il était intéressant de rechercher si l'on retrouvait, dans le premier

⁽¹⁾ *P. R.*, t. X, p. 95 (juillet 1917).

⁽²⁾ Cet étalonnage tiendrait simultanément compte des variations de la surface cristalline exposée en fonction de l'angle d'incidence et de celles du volume cristallin actif en fonction de la longueur d'onde.

cas, la loi de déplacement que Wien a découverte dans le second, et qui s'exprime

$$T\lambda_m = \text{Cte.}$$

λ_m étant la longueur d'onde du maximum.

Nous avons d'abord étudié la loi de déplacement de l'ordonnée maxima par rapport à la plus courte longueur d'onde émise λ_0 , ou en fonction de la tension V correspondante, dans le cas de tensions constantes et sur les courbes expé-

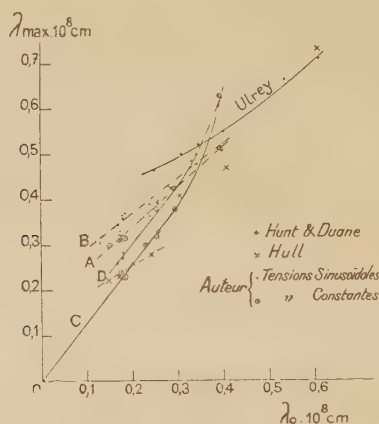


Fig. 17. — Graphique montrant les lois de déplacement des maxima des courbes spectrales, obtenues sous tensions constantes et variables, avec des tubes à pure émission d'électrons et en fonction de la tension.

Les lignes C et D correspondent aux courbes spectrales corrigées.

mentales. Si l'on porte sur un graphique, en abscisses, les valeurs de λ_0 et en ordonnées celles de λ_m on obtient, entre ces deux quantités, la relation linéaire :

$$\lambda_m \equiv 0,82 \lambda_0 + 0,18 \text{ U. A. (voy. A, fig. 17)}$$

c'est-à-dire que λ_m se déplace régulièrement lorsque λ_0 varie, mais moins vite que cette quantité. Il est probable qu'au-

dessous de $\lambda_0 = 0,1$ U. A., la droite expérimentale s'incurverait vers l'axe des λ_0 pour tendre vers l'origine. Or la relation du quantum :

$$h\nu = eV$$

montre que λ est inversement proportionnel à V . Pour obtenir une relation conforme à celle de Wien, il faudrait que la droite précédente passât par l'origine, ce qui n'est pas le cas. Les tensions variables fournissent la droite B.

La correction donne les nouvelles courbes C et D, cette dernière devenant rectiligne à partir de $\lambda = 0,3$ U. A. et passant par l'origine. La loi de déplacement des courbes spectrales est donc conforme à celle de Wien pour les spectres obtenus avec des tensions supérieures à 48 kv. Cette limite devrait paraître plus élevée si l'on pouvait tenir compte de l'influence exercée par le coefficient de réflexion. La loi de déplacement observée apparaît donc comme une loi limite. Elle vérifie l'équation :

$$\lambda_m = 1,3\lambda_0$$

Nous avons, de plus, dans la figure 17 comparé notre relation A avec les résultats précédemment obtenus par les auteurs ayant utilisé des tensions constantes. Quelques points dus à Hull ⁽¹⁾ et un résultat de Hunt et Duane ⁽²⁾ s'accordent bien avec les nôtres. Par contre, la série des mesures de Ulrey ⁽³⁾ s'en écarte beaucoup. Tous ces spectres ont été relevés en utilisant le brome comme élément absorbant. Une autre série de points dus à Hull et Miss Rice ⁽⁴⁾, sans doute obtenue avec des vapeurs de CH_3I , est en bon accord avec les résultats que nous avons d'abord observés avec cet absorbant.

II. *Energie X rayonnée en fonction de la vitesse des élec-*

⁽¹⁾ *Am. Journ. of Röntg.*, t. II, p. 893 (déc. 1915).

⁽²⁾ *Phys. Rev.*, t. VI, p. 166 (avril 1915).

⁽³⁾ *P. R.*, t. XI, p. 401 (mai 1918).

⁽⁴⁾ *Proc. Nat. Acad. of Sc.*, t. II, p. 265 (mai 1916).

trons. — La correction des courbes spectrales expérimentales nous a offert la possibilité d'étudier les variations de l'intensité globale du rayonnement indépendant émis en fonction de la tension statique appliquée au tube. Un grand nombre de recherches expérimentales ont été entreprises dans le but de vérifier une relation classique déduite par J.-J. Thomson de la théorie électromagnétique (Stokes, Wiechert) et d'après laquelle l'énergie du rayonnement doit être proportionnelle à la quatrième puissance de la vitesse des électrons, c'est-à-dire, au carré de la tension appliquée, si celle-ci est constante. Les bases qui permettent la démonstration de cette expression ne semblent plus aujourd'hui acceptables, mais les théories basées sur l'émission par quanta permettent, comme Bergen Davis ⁽¹⁾ l'a établi, de retrouver une relation de la même forme, si bien qu'il semble utile de la soumettre au contrôle de l'expérience.

Les mesures effectuées sur le rayonnement global issu d'une anticathode ne permettaient d'obtenir qu'une faible approximation, par suite de la présence des rayons caractéristiques, dont la loi d'émission est toute différente. Ulrey (*loc. cit.*) est parvenu, en mesurant l'aire des courbes spectrales — sur lesquelles le rayonnement caractéristique peut se séparer graphiquement — à vérifier entre 25 et 40 kv. la relation de J.-J. Thomson, mais ses courbes n'ayant pas été corrigées, le résultat demeure incertain. Nous avons repris cette étude en effectuant une série de mesures dans des conditions rigoureusement comparables et en faisant varier seulement la tension constante appliquée au tube. La figure 18 montre trois spectres de ce genre effectués sous les tensions de 71, 53,5 et 31,3 kv. Le dernier seul est pur. Tous ont été corrigés comme il a été dit et l'on voit que les courbes obtenues diffèrent considérablement des courbes expérimentales. Ces dernières ne vérifient pas la relation de J.-J. Thomson, mais la figure 19 montre que si l'on porte en abscisses les carrés des voltages

(¹) *P. R.*, t. IX, p. 64 (janv. 1917).

et en ordonnées, les aires et les ordonnées maxima des premières, en obtient des relations très sensiblement linéaires. L'aire de la courbe obtenue sous 31,3 kv. est naturellement trop faible, la longueur d'onde limite que nous avons

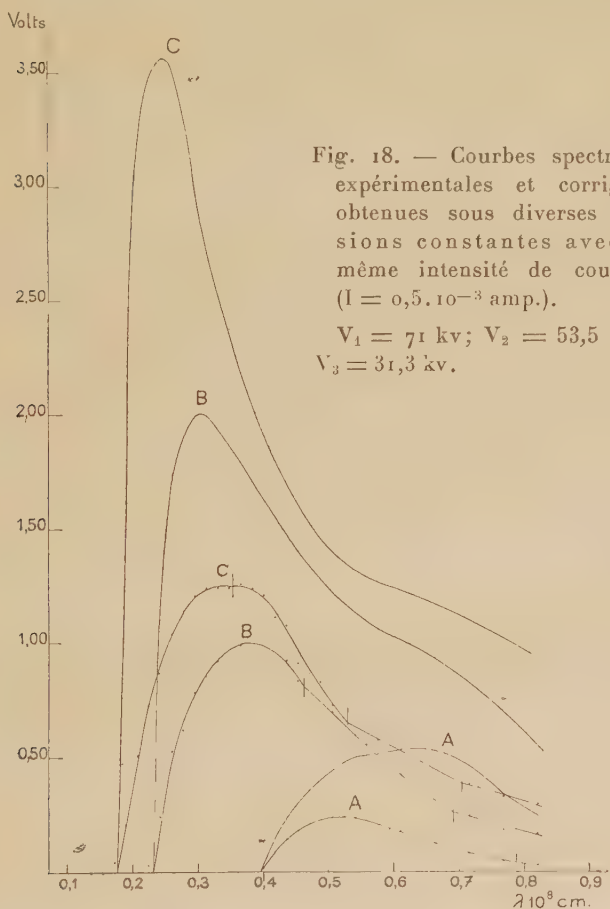


Fig. 18. — Courbes spectrales expérimentales et corrigées obtenues sous diverses tensions constantes avec la même intensité de courant ($I = 0,5 \cdot 10^{-3}$ amp.).

$V_1 = 71$ kv; $V_2 = 53,5$ kv;
 $V_3 = 31,3$ kv.

considérée (0,8 U. A.) ayant plus d'importance pour ce spectre que pour les deux autres. Nous avons aussi rectifié sur la courbe correspondant à 71 kv. un accident qui la déformait pour $\lambda = 0,5$ U. A. environ.

L'intensité globale du rayonnement dont les longueurs d'ondes dépassent 0,8 U. A. ne semble posséder qu'une importance secondaire. Si elle variait suivant la même loi, ce qui semble probable, on obtiendrait toujours une relation de la même forme en en tenant compte, sa grandeur relative semblant la même pour les trois spectres.

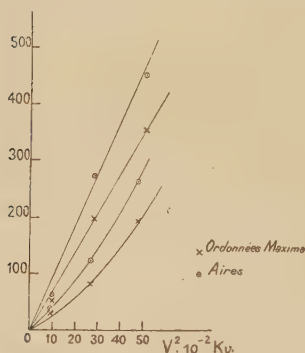


Fig. 19. — Graphique montrant que les ordonnées maxima et les aires des courbes spectrales de la figure 18 vérifient la relation linéaire de J. J. Thomson.

Nous avons répété cette série de mesures en utilisant une tension de forme sinusoïdale dont les maxima furent de 69,3, 51,8 et 30,8 kv. Les points obtenus de cette manière se placent sur les deux courbes inférieures (voy. fig. 19).

Le caractère essentiel du rayonnement analysé dans la figure 18 est qu'il tend à s'homogénéiser de plus en plus au fur et à mesure que la tension augmente. L'emploi de rayons cathodiques homogènes animés de très grandes vitesses apparaît plein de promesses.

Un tube immergé dans l'huile et soumis à une tension constante de 300 kv. seulement, fournirait, en extrapolant ces résultats, un rayonnement très homogène, offrant l'apparence d'une étroite bande spectrale de longueur d'onde moyenne: $\lambda = 0,05$ U. A. environ.

CHAPITRE IV

INFLUENCE DE LA DENSITÉ ÉLECTRONIQUE AU FOYER SUR LA NATURE ET L'INTENSITÉ DU RAYONNEMENT ÉMIS.

C'est pour étudier l'effet possible de la densité électronique sur la forme et l'intensité de la courbe spectrale que nous

avons choisi, pour faire les mesures relatées dans le chapitre II, un tube Standard à foyer aussi étendu que possible (n° 354) et un tube à radiateur en possédant un très fin (n° 2795).

Ces surfaces focales furent étudiées par le procédé décrit par Coolidge, c'est-à-dire par photographie à travers un trou circulaire de petit diamètre (0,5 mm.) foré dans une feuille de plomb. La plaque photographique était disposée parallèlement à la face active de l'anticathode et de telle sorte que l'écran de plomb fut à égale distance du foyer et de la plaque. Un foyer d'éclat uniforme donne, dans ces conditions, deux images concentriques qui sont l'inverse d'une ombre et d'une pénombre. Les aires focales, qui ont, au contraire, la forme d'anneaux elliptiques, donnent des images plus compliquées qui permettent la détermination de leurs grandeurs grâce à des considérations géométriques.

Les faisceaux cathodiques avaient, dans les deux cas, la forme de troncs de cône circulaires creux et incurvés, s'élargissant pour le tube Standard et se rétrécissant pour le tube à radiateur, par suite de la concentration plus efficace exercée par la cupule cathodique de ce dernier. Ces faisceaux sont creux car leur zone d'émission est la spire circulaire centrale portée à la plus haute température⁽¹⁾. Leur section par le plan anticathodique, incliné à 45^0 , est donc un anneau elliptique de densité sensiblement uniforme dans le cas du tube à radiateur. Le rapport des aires focales des deux tubes était d'environ : 2,1 : 105,2 mm² c'est-à-dire que la surface focale du tube Standard était cinquante fois plus étendue que celle du tube à radiateur.

Le tube Pilon fut étudié de la même façon, mais, par suite du déplacement continu du spot (à basse pression), les images obtenues étaient floues et montrèrent seulement l'exis-

(1) On observe parfois ainsi sur l'anticathode des tubes Standard un foyer qui est une véritable *image*, de forme hélicoïdale, de la cathode.

tence d'une surface du même ordre de grandeur que celle du tube à radiateur.

On sait que le foyer a aussi, dans ce cas, la forme d'un anneau — car l'afflux est un tronc de cône creux par suite de la forme des surfaces équipotentiellles au voisinage de la cathode — et que sa grandeur varie avec l'intensité du champ électrique.

J. E. Lilienfeld⁽¹⁾ a publié récemment les résultats d'un travail expérimental exécuté avec son tube et qui tendrait à prouver que la densité électronique exercerait un effet considérable sur la forme de la courbe spectrale, en particulier sur sa richesse en rayons de courtes longueurs d'ondes. Le dernier modèle de tube Lilienfeld n'est plus seulement un tube à afflux fonctionnant sous une très basse pression, grâce à une ionisation artificielle entretenue et réglée par un circuit filament incandescent-plaque, mais bien un tube à pure émission d'électrons à résistance électrostatiquement réglable et à concentration constante. Le faisceau cathodique y a la forme d'un cylindre creux par suite de la forme de la cathode.

De plus, le refroidissement par eau de l'anticathode de tungstène y permet des densités un peu supérieures à celles qu'admet le tube Coolidge à radiateur.

Les mesures de Lilienfeld ont été exécutées par la méthode d'absorption dans l'aluminium et le plomb, avec des décharges de bobine et de contact-tournant à très courts secteurs, sous les tensions maxima respectives de 170 et de 130 kv. (voir plus loin les potentiels explosifs de ces ondes). Les points d'homogénéité de ses courbes correspondent à des épaisseurs de 3 mm. d'aluminium, en moyenne, et il obtient alors un rayonnement homogène possédant un pouvoir de pénétration⁽²⁾ de 10 à 12 mm. d'aluminium avec une inten-

⁽¹⁾ *Fortschritte auf dem Gebiete der Röntgenstrahlen* ; t. XXV, p. 77 (nov. 1917).

⁽²⁾ *Halbwertschicht* ou épaisseur de filtre nécessaire pour

sité atteignant 75 o/o de l'intensité initiale. Un tube à concentration variable (de 1 à 22 fois), lui donne en outre, sous la même tension maxima, des pouvoirs de pénétration variant de 8,4 à 11,7 mm. d'aluminium. Il en conclut que son tube est supérieur au tube Coolidge, que la tension constante (non expérimentée) doit être systématiquement écartée et qu'il faut, au contraire, employer uniquement des décharges espacées d'inducteur ou de contact-tournant, fournissant de très hautes densités ⁽¹⁾.

Nous ferons d'abord remarquer que la limite supérieure du *pouvoir de pénétration* observée par Lilienfeld (11 mm. Al) dont l'intensité devient prépondérante au-dessus de 120 kv. à travers 3 mm. d'aluminium. Cette limite est seulement due au manque de sensibilité de l'appareil de mesure employé, car Rutherford ⁽²⁾ a déterminé le coefficient d'absorption dans l'aluminium des rayons restants issus d'un tube Coolidge excité par des tensions maxima atteignant 196 kv. et en employant un filtre de fer. Il trouva un coefficient d'absorption $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{Al}}$ égal à 0,085 pour 183 kv. ⁽³⁾ ce qui correspond à un pouvoir de pénétration (30,2 mm.) triple de celui observé par Lilienfeld.

L'auteur compare en outre dans son mémoire ses courbes logarithmiques d'absorption avec celles obtenues par Rutherford, Barnes et Richardson (*loc. cit.*) ; en particulier, à une courbe obtenue sous la tension constante de 95 kv. et qui présente son point d'homogénéité pour 13 mm. d'aluminium. Mais cette courbe ne saurait être comparée à celles que l'on observe sous des tensions variables de l'ordre de 150 kv. et réduire l'intensité du rayonnement à la moitié de sa valeur initiale.

⁽¹⁾ « *Anwendung stehender Gleichspannung ist nicht nur unnötig, sondern unangebracht* ».

⁽²⁾ *Phil. Mag.*, t. XXXIV, p. 153 (sept. 1917).

⁽³⁾ Sous 144 kv. max. : $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{Al}} = 0,11$, H. W. S. = 23,3 mm. Al.

elle fournit un pouvoir de pénétration supérieur (13,5 mm. Al) aux valeurs obtenues par Lilienfeld.

Il faut aussi remarquer que le réseau des courbes de Rutherford montre que l'épaisseur d'aluminium, donnant le point d'homogénéité, diminue lorsque la tension augmente. Le tube Coolidge et le tube Lilienfeld semblent donc absolument équivalents au point de vue du rayonnement fourni,

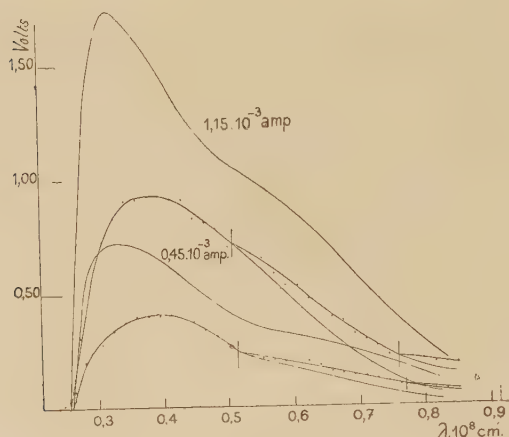


Fig. 20. — Spectres obtenus avec le tube Coolidge Standard sous les tensions constantes de 48 et 48,6 kv avec des intensités de courant de 0,45 et $1,15 \cdot 10^{-3}$ amp.

Courbes expérimentales et courbes corrigées.

comme l'indiqueraient d'ailleurs, *a priori*, les considérations théoriques.

Mais nous avons voulu confirmer expérimentalement ces remarques d'une façon précise et étudier au spectromètre l'effet supposé de la densité. Les courbes de la figure 20 montrent deux spectres obtenus avec le tube Standard presque sous la même tension constante (48,0 et 48,6 kv.) et avec des intensités de courant de 0,45 et de 1,15 ma. La densité électronique variait ici dans le rapport de 1 à 2,6 mais les

maxima des courbes spectrales ne sont déplacés que de la petite quantité (0,01 U. A.) qui correspond à l'écart des tensions. Les ordonnées des deux courbes sont, de plus, sensiblement proportionnelles aux intensités de courant (2,5 ; 2,7, etc.). Le rapport des aires des courbes expérimentales est égal à 2,52 et celui des courbes corrigées à 2,56.

Il est plus démonstratif encore de considérer les points de la droite A de la figure 17 dont trois sur neuf se rapportent au tube Standard. La forme des courbes spectrales et la position des maxima sont identiques, quoique la densité ait varié ici dans la proportion de 1 à 100.

Enfin les ondes d'inducteur, qui fournissent des densités instantanées trois ou quatre fois plus grandes ⁽¹⁾ que les tensions constantes ne sont pas davantage susceptibles de faire avancer la position du maximum. Nous avons vu qu'au contraire, ceux-ci retardent d'environ 0,05 U. A. et que les courbes obtenues avec le tube Standard ne peuvent se différencier de celles observées avec le tube à radiateur.

Ces expériences prouvent donc que dans un tube à pure émission d'électrons, une élévation de densité de l'ordre de 10^2 est tout à fait insuffisante pour modifier d'une façon appréciable la forme de la courbe spectrale. La théorie montre d'ailleurs qu'il fallait s'attendre à ce résultat comme nous allons essayer de le démontrer :

L'émission des rayons X, se faisant principalement par quanta, apparaît comme un phénomène soumis au hasard et mesuré par la probabilité que possède l'électron incident (diamètre 10^{-12} cm.) de rencontrer dans l'atome (diamètre 10^{-8} cm.) des régions favorables. L'élévation de la densité d'un faisceau cathodique semblerait donc devoir augmenter la probabilité des rencontres utiles, mais cherchons dans quelle mesure :

Si nous considérons le filament cathodique d'un tube, on

(1) Voir les oscillogrammes de notre précédente étude (*loc. cit.*).

ne saurait mieux comparer son émission corpusculaire qu'à l'évaporation de ses molécules. Les deux phénomènes sont d'ailleurs régis par des lois semblables. Les électrons s'en échappent isolément et à intervalles à peu près réguliers. L'essaim de corpuscules qui constitue le faisceau cathodique possède donc une densité électrique cubique constante, l'action mutuelle des électrons étant négligeable.

Si, par exemple, le champ électrique est de 28 kv. ce qui correspond à une vitesse électronique de $10^{10} \frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$, la section du faisceau de 1 cm^2 , et l'intensité du courant de 10 ma., le nombre de corpuscules transportés dans l'unité de temps sera de : $1/1,57 \cdot 10^{-17}$. Le volume élémentaire moyen occupé par un électron est égal à : $1,57 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3$ et la distance de deux d'entre eux est de $(1,57 \cdot 10^{-7})^{1/3} = 0,54 \cdot 10^{-2} \text{ cm.}$, soit 1/20 de millimètre. Le faisceau est donc prodigieusement raréfié. Si maintenant l'on admet que la section d'un atome de tungstène est de $\frac{\pi}{4} (3 \cdot 10^{-8})^2$, soit $7 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$, on voit qu'il ne tombera pas en moyenne plus d'un corpuscule à la fois sur $(0,54 \cdot 10^{-2})^2 / 7 \cdot 10^{-16}$ soit $4 \cdot 10^8$ atomes. Le métal de l'anticathode est donc, dans les tubes actuels, extraordinairement mal utilisé et l'on conçoit qu'une élévation de densité de 10^2 se révèle être sans effet : c'est une élévation de l'ordre de 10^6 , au moins, qu'il faudrait pouvoir réaliser pour obtenir un résultat important. Il est probable qu'alors la richesse du spectre en radiations de courtes longueurs d'ondes et le rendement de l'anticathode croîtraient considérablement.

De telles densités sont irréalisables sur des surfaces solides ou liquides, par suite de la trop faible conductibilité thermique des métaux. Nous avons proposé ⁽¹⁾ d'utiliser, comme anticathode, un jet de vapeur de mercure à faible pression (de l'ordre de 10^3 baryes), dont les molécules ne possèderaient qu'une seule direction de propagation. Pour obtenir une

(1) Brevet français, n° 102.603.

surface de séparation entre la vapeur à 10^3 baryes et la vapeur à $3 \cdot 10^{-3}$ baryes (tension de vapeur du mercure à -33° C.) qui remplirait le côté cathodique de l'appareil, on utiliserait le principe de la pompe à condensation (Langmuir). La densité électronique, pourrait être, dans ces conditions, énormément accrue : la plupart des atomes du jet seraient ionisés, quelques-uns émettraient le rayonnement, les autres et les ions formés seraient fixés dans une chambre d'ionisation qui serait à la fois une chambre de condensation (-33° C.).

L'émissivité d'un tel volume de vapeur devrait être particulièrement élevée. La puissance du faisceau cathodique, ne serait, d'autre part, aucunement limitée et la pure émission d'électrons serait assurée par le fonctionnement même (comme pompe) de l'appareil.

CHAPITRE V

DÉTERMINATION DES POTENTIELS EXPLOSIFS DE DIVERSES FORMES D'ONDES DE TENSION PAR LA RELATION DU QUANTUM

La découverte de l'émission des rayons X par quanta offre une nouvelle méthode absolue de détermination des maxima présentés par des ondes de tension alimentant une ampoule. On sait que l'on pouvait, jusqu'ici, parvenir à ce résultat de diverses façons, par exemple au moyen de l'oscillographe ou par la méthode de Joubert dont une variante simple, proposée par Fleming, consiste à charger une capacité par l'intermédiaire d'une soupape (kénotron) et à mesurer, au moyen d'un voltmètre électrostatique, la tension constante obtenue. Mais aucun de ces procédés n'est absolument correct : l'oscillographe bifilaire exige des débits du même ordre que ceux dépensés dans le tube à rayons X et son emploi n'est précis que dans certaines limites déterminées par les propriétés mécaniques de l'équipage. D'autre part, la méthode qui consiste à charger une capacité au voisinage de

la crête de tension, quoique étant très supérieure, produit encore un léger abaissement de cette crête — surtout lorsqu'elle est très aiguë — dû aux fuites inévitables du condensateur à haute tension. Ce procédé serait particulièrement peu précis avec les ondes excessivement brèves et de grandes amplitudes que fournissent les bobines ⁽¹⁾.

La mesure de la plus courte longueur d'onde du rayonnement X émis par le tube offre, au contraire, une méthode parfaite. Comme les crêtes de tension sont habituellement mesurées, dans la pratique, par la longueur de l'étincelle produite entre pointes, ou mieux entre boules, nous avons étalonné ces deux sortes d'éclateurs d'après les mesures spectrales. La relation du quantum :

$$h\nu_0 = eV$$

fournit, entre V et λ_0 , la relation :

$$V = \frac{Ch}{e\lambda_0}.$$

C étant la vitesse $3 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$, h la constante du rayonnement de Planck ($h = 6,555 \cdot 10^{-27}$ ergs; Blake et Duane), e la charge de l'électron ($e = 4,774 \cdot 10^{-10}$ U. E. S; Millikan). Si l'on exprime λ_0 en unités Angström et V en kilovolts, on a la formule pratique :

$$V = \frac{12,348}{\lambda_0}.$$

Éclateurs. — Deux sortes d'éclateurs à pointes mousses furent utilisés. L'éclateur à boules fut construit avec un soin particulier pour éviter les fuites et les couronnes. Il consistait en deux boules sphériques, en laiton, de 60 mm. de diamètre, polies, et qui furent nettoyées à l'alcool avant chaque séance. Ces boules, très dégagées, étaient montées sur les

⁽¹⁾ Voir pour les tensions moyennes C. PATERSON et N. CAMPBELL, *Phil. Mag.*, t. XXXVII, p. 391 (mars 1919).

extrémités de tubes horizontaux en laiton terminés par d'autres boules de plus faible diamètre. Ces tubes étaient eux-mêmes soutenus par de longues colonnes verticales d'ébène. La longueur de l'étincelle pouvait être mesurée à 0,1 mm. près au moyen d'un vernier, précision d'ailleurs superflue. Une résistance d'eau distillée, de 10^6 ohms, était intercalée dans le circuit des éclateurs pour prévenir la formation d'arcs et l'altération des surfaces. Avec les boules de 60 mm. aucune effluve ne fut jamais observable et le métal ne fut oxydé que très superficiellement. Nous avons vérifié que la présence de la résistance ne modifiait pas notablement ⁽¹⁾ la longueur de l'étincelle, eu égard aux erreurs de mesure. Celles-ci sont assez considérables comme on le verra sur les courbes que nous donnons plus loin. Elles font que la détermination de la crête de tension par l'étincelle ne constitue pas un procédé de mesure très précis, à moins de prendre la moyenne d'un grand nombre d'expériences. Les chiffres que nous donnons correspondent tous à la *plus grande longueur d'étincelle* qu'il est possible d'obtenir couramment sous la tension considérée.

1° *Potentiels explosifs statiques.* — Nous avons d'abord vérifié, d'après les données spectrales, l'exactitude des indications fournies, sous tension constante, par le voltmètre Abraham-Villard et nous avons déterminé, à vide, les potentiels explosifs statiques entre pointes et entre boules. Les résultats sont représentés dans la figure 21. Pour les boules, ils concordent, jusqu'à 80 kv. avec les chiffres obtenus par Villard et Abraham ⁽²⁾ avec une machine électrostatique, chiffres eux-mêmes en accord jusqu'à 130 kv. avec les déterminations d'Algermissen et Töpler ⁽³⁾ (sphères de 50 mm. de diamètre). Le fait que les étincelles sont plus longues à

⁽¹⁾ Nous avons observé une étincelle entre pointes plus longue d'environ 2 o/o seulement lorsque la résistance était supprimée.

⁽²⁾ *Comptes Rendus*, t. CLIII, p. 1200 (1911).

⁽³⁾ *Ann. der Physik* (1906 et 1907).

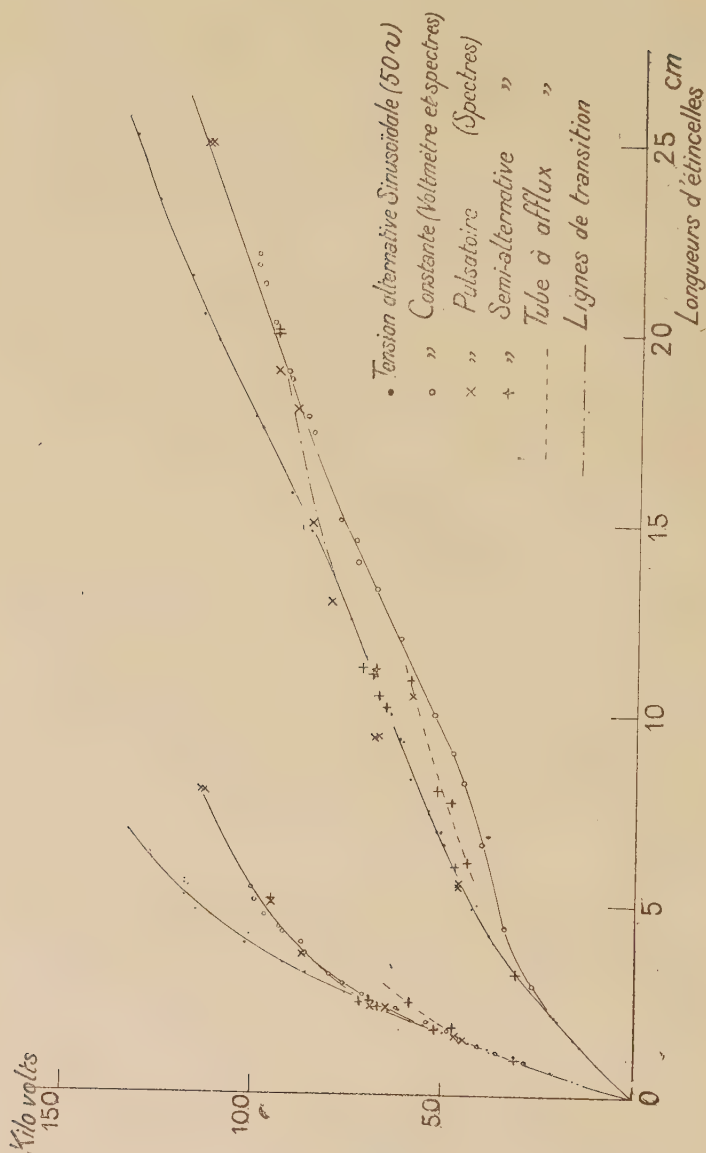


Fig. 21. — Potentiels explosifs entre pointes mousses et boules de 60 mm. de diamètre, déterminés d'après les mesures spectrales pour diverses formes de tension.

partir de 80 kv., c'est-à-dire aussi que la courbe présente une inflexion, est dû, à notre avis, à l'ionisation produite par la lumière ultraviolette issue des couronnes qui se produisaient alors abondamment sur tous les fils du circuit. Cette ionisation n'a pas lieu dans les expériences effectuées avec des machines statiques, car tous les conducteurs sont nécessairement dans ce cas des tubes de gros diamètre terminés par des boules. Un autre éclateur à boules de 40 mm. et d'une construction différente nous avait déjà donné auparavant le même effet avec des longueurs d'étincelles un peu plus grandes et nous avait tout d'abord empêché de vérifier l'émission des rayons X par quanta ⁽¹⁾.

La courbe obtenue avec l'éclateur à pointes présente un point d'inflexion vers 40 kv. alors que celle de Villard (*loc. cit.*) en présente un pour 60 kv. Les deux courbes, qui se traversent pour 59 kv., se rejoignent ensuite vers 100 kv. Il est essentiel de remarquer ici l'influence qu'exerce, sur l'aspect de la décharge entre pointes, la valeur de la résistance de protection. Si cette résistance est supprimée, on obtient la décharge oscillante habituelle, blanche et bruyante. Avec une résistance de 10^6 ohms, on obtient d'abord, en rapprochant les pointes, une effluve violette silencieuse et très volumineuse dans laquelle se produit, à chaque interruption du phénomène, un mince trait blanc qui est la décharge oscillante due à la capacité de l'éclateur. Le trajet de cette décharge disruptive (celle que nous avons seule considérée), devient ensuite le chemin d'un arc qui a l'aspect d'une flamme jaune très chaude. Si la résistance atteint 10^7 ohms, le phénomène change complètement d'aspect : l'effluve violette augmente d'intensité lorsqu'on rapproche les électrodes et donne une flamme rose et silencieuse, sans décharges disruptives, mais qui se fragmente, dans un courant d'air, en un très grand nombre d'étincelles.

(1) Il a suffi d'étalonner cet éclateur au moyen du voltmètre pour obtenir les résultats représentés dans la figure 4.

Il est à remarquer que les longueurs d'étincelles « statiques » sont très sensibles au défaut de continuité de la tension. Ainsi toutes les mesures faites en charge, c'est-à-dire lorsque la tension variait de quelques centièmes, donnent des points compris entre la courbe statique et la courbe d'ondes alternatives. Il suffit d'une fluctuation de la tension de 10 o/o pour retrouver cette dernière (au-dessous de 80 kv.).

2° *Potentiels explosifs de tensions alternatives.* — La

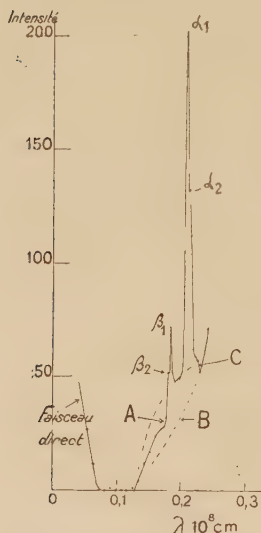


Fig. 22. — Les rayons K du tungstène et les radiations indépendantes de courtes longueurs d'ondes émises par un tube Coolidge à radiateur soumis à une tension semi-alternative.

A. Bande d'absorption du tungstène produite par l'anticathode.

B. Courbe continue normale.

C. Discontinuité J du brome.

$V_{\max.} = 95 \pm 1$ kv ; $V_{\text{eff.}} = 60$ kv ;
 $I_m = 1,0 \cdot 10^{-3}$ amp ; $N = 50$ par seconde. Largeur angulaire du faisceau de rayonnement : $4'$. Déplacements élémentaires du cristal : $2'$.

(Courbe expérimentale n'ayant subi aucune correction).

figure 21 représente, en outre, deux courbes qui ont été obtenues avec le transformateur fonctionnant à vide (50 périodes) et fournissant une tension alternative bien sinusoïdale. Le voltmètre électrostatique donnait alors la force électromotrice efficace et les ordonnées des courbes ont été obtenues en multipliant ses indications par $\sqrt{2}$ pour avoir la valeur de crête qui gouverne l'éclatement. La courbe se rapportant aux boules ne présente pas ici d'inflexion. Celle obtenue avec l'éclateur à pointes en présente une pour 60 kv. environ. Les étincelles observées sont plus longues que celles déjà trouvées par

Steinmetz (60 périodes) et le point d'inflexion de la courbe obtenue par cet auteur est moins apparent.

3° *Potentiels explosifs d'ondes semi-alternatives et d'impulsions.* — Ces ondes sont les alternances sinusoïdales (durée 10^{-2} sec.) et les forces électromotrices d'ouverture de l'inducteur (durée équivalente) obtenues avec le kénotron en circuit. Nous avons trouvé leurs potentiels explosifs identiques. La figure 21 montre très nettement — et aussi bien pour les pointes que pour les boules — que les points déterminés par les spectres se placent, jusque vers 75 kv., sur les courbes de tension alternative, qu'ils quittent ensuite, pour rejoindre, vers 85 kv., les courbes statiques. Ce phénomène est d'une existence tout à fait certaine. La figure 22 montre, par exemple, un spectre observé en courant semi-alternatif avec des longueurs d'étincelles de 51,3 mm. entre boules et de 202 mm. entre pointes, et une fente collimatrice fine (4'). La plus courte longueur d'onde émise indique 95 kv. Nous y avons étudié en détail les deux doublets K du tungstène. La position des raies permet — en plus de l'étalonnage effectué au moyen de la discontinuité K de l'argent — de fixer avec précision l'échelle des abscisses, si bien que la tension maxima est déterminée à ± 1 kv. près. Nous prenons ici pour longueur d'ondes des raies K du tungstène les nombres que nous avons obtenus photographiquement autrefois (*loc. cit.*) et qui ont été confirmés récemment à 5/1.000 près par Dershem ⁽¹⁾.

4° *Potentiels explosifs observés avec un tube à afflux en dérivation sur l'éclateur.* — Nous avons représenté sur la figure 21 quelques mesures obtenues pendant la prise des spectres fournis par le tube à gaz, avec des alternances sinusoïdales et des ondes d'inducteur. On remarque que les points se rapportant aux boules indiqueraient, aux plus basses pres-

⁽¹⁾ *Proc. Amer. Inst. Elec. Eng.* (1898).

⁽²⁾ *P. R.*, t. XI, p. 461 (juin 1918).

sions du gaz résiduel des longueurs d'étincelles plus grandes que sous tensions statiques.

Cet effet ne saurait être réel et il est simulé par la forme de la décharge dans ces tubes, laquelle est discontinue au-dessus de 45 kv. environ. Si l'on se reporte d'abord à la figure 13 on voit qu'il ne se produit pas toujours une éruption cathodique exactement pour la valeur maxima de la tension et que, par conséquent, l'intensité moyenne du courant d'ionisation doit, sur la courbe spectrale, non pas indiquer nettement la plus courte longueur d'onde (comme dans le cas des tubes Coolidge), mais seulement *tendre* vers cette limite qui échappe en réalité à la mesure. Le spectre indique une valeur maxima *effective* et non pas absolue et notre méthode est ici en défaut. Par exemple, dans un cas de ce genre, la tension maxima atteignait 70 kv. alors que le spectre n'indiquait que 60 kv.

Dans le cas de l'inducteur, la cause du phénomène est différente. Ici le maximum de l'éruption coïncide sensiblement avec celui de l'onde de tension, mais, aux basses pressions, le tube ne s'amorce pas toujours : il se produit des ratés pendant lesquels la tension maxima acquiert une valeur plus élevée qu'en charge. Ce sont ces valeurs que décèlent les éclateurs. La mesure des distances explosives n'a donc, dans ces conditions, qu'une valeur très relative et elle ne saurait renseigner sur la composition du rayonnement émis que grâce à un étalonnage préalable.

5° *Considérations théoriques.* — Cette méthode de détermination des tensions maxima possède un degré de précision très variable suivant leurs valeurs. Au-dessus de 120 kv., les angles d'incidence des plus courtes longueurs d'ondes émises sont inférieurs au degré et, la mesure des angles s'effectuant toujours avec la même erreur absolue, l'erreur relative peut devenir importante et fausser la mesure de V. De plus, le coefficient d'absorption de l'atome lourd absorbant utilisé devient très petit pour les radiations de longueurs d'ondes inférieures à 0,1 unité Angström et les courants d'ionisation

deviennent de plus en plus faibles. Pratiquement donc, la méthode ne saurait être suffisamment précise au delà de la limite que nous avons atteinte, mais qui ne nous a été imposée que par les caractéristiques du matériel utilisé.

La décharge disruptive qui a lieu dans l'air à la pression atmosphérique est, comme on le sait, le résultat de l'ionisation du gaz par les corpuscules issus de la cathode. L'ionisation par chocs, qui se produit immédiatement après, conduit à l'étincelle, puis à l'arc. On comprend que ce soit les tensions statiques qui fournissent — par suite de la continuité du champ — les plus faibles potentiels explosifs ⁽¹⁾ et que ce soient, au contraire, les champs alternatifs qui se révèlent les moins efficaces, le renversement du champ détruisant une partie de l'effet, de drainage des ions, produit.

Les diélectriques solides et liquides montrent des différences encore plus marquées : il faut alors des potentiels dynamiques et surtout alternatifs, beaucoup plus élevés que les potentiels statiques pour obtenir la décharge disruptive. Comme il n'y a pas de différences fondamentales entre les alternances sinusoïdales et les ondes, de formes variables, fournies par l'inducteur, il n'est pas surprenant de leur trouver des propriétés disruptives semblables, mais il l'est de constater que ces propriétés sont communes tantôt aux ondes alternatives et tantôt aux tensions statiques, suivant la valeur du champ. Pour les hauts potentiels, ces dernières, et les ondes d'une durée de l'ordre de 10^{-2} sec. — pourvu qu'elles soient toujours de même sens — sont d'une efficacité équivalente pour la production de l'étincelle.

RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS

1. Nous avons étudié indirectement les spectres cathodiques des décharges qui ont lieu dans les tubes à gaz et à pure

⁽¹⁾ Pour les potentiels disruptifs des ondes de haute fréquence, dans l'air, voir PEEK, *Gen. Elect. Rev.*, t. XIX, p. 586 (juillet 1916).

émission d'électrons en relevant, à l'oscillographe Blondel, les ondes de tension et de courant qu'y produisent les forces électro-motrices pulsatoires, sinusoïdales et constantes. Les résultats de ce travail (phénomènes d'hystérésis, caractéristiques statiques et dynamiques) ont été publiés en 1917.

2. Nous avons observé au spectromètre de Bragg les spectres des rayonnements X indépendant et caractéristique, correspondant à chacun de ces spectres cathodiques et avons constaté entre eux d'importantes et étroites relations qui rappellent celles trouvées par Rutherford entre les rayons γ et β .

3. Nous avons incidemment vérifié l'existence des phénomènes d'absorption J, découverts par Barkla ; mais l'étude spectrographique du rayonnement du bore nous a permis d'établir la non existence des rayons J, pour les éléments non radio-actifs, fait reconnu depuis par Duane et Takéo Shimizu pour l'aluminium. Cette constatation est importante au point de vue de la structure atomique et de l'origine du spectre discontinu de haute fréquence.

4. L'étude oscillographique de la décharge dans le tube Coolidge nous a permis d'expliquer certains phénomènes d'apparence anormale. Les études oscillographique et spectrométrique comparées des tubes à gaz et des tubes Coolidge ont mis en lumière leurs propriétés intimes et permettent leur comparaison précise, en tant que sources de rayonnement.

5. Nous posons les bases de la spectrométrie précise (mesure qualitative et quantitative), des rayons X en indiquant les causes d'erreurs propres à cette méthode de mesure et leurs modes de correction. Nous donnons la solution théorique complète du problème et une solution expérimentale approchée.

6. Les corrections que nous avons fait subir, de ce fait, aux courbes spectrales expérimentales nous ont permis d'étudier la loi de déplacement du maximum du spectre en fonction de

la vitesse des électrons. La loi trouvée est analogue à celle de Wien se rapportant au spectre du rayonnement thermique la tension jouant le rôle de la température absolue. Nous avons, en outre, vérifié la relation de J.-J. Thomson en mesurant l'énergie X totale rayonnée en fonction de la vitesse des électrons. Les ordonnées maxima de courbes spectrales vérifient également cette relation.

7. Les résultats mentionnés en 2° et 5° permettent la « standardisation » des rayons X grâce au tube Coolidge. Nous proposons de remplacer les procédés de dosage actuels, empiriques et nécessairement imprécis, par quelques mesures directes simples portant sur la tension, l'intensité du courant dans le tube, la distance et la durée d'exposition. Les constantes fondamentales seront :

1° La nature du tube : tubes à pure émission d'électrons.

2° La nature de l'anticathode : tungstène.

3° La forme de la force électromotrice : sinusoïdale ou mieux constante.

Les variables indépendantes seront :

4° La tension maxima (mesurée au voltmètre).

5° L'intensité moyenne du courant.

6° La nature et l'épaisseur du filtre interposé.

7° La distance du foyer à l'objet.

8° La durée d'exposition à régime constant.

Ces conditions caractérisent complètement le rayonnement et permettent sa reproduction rigoureuse, indépendamment de toute mesure spectrométrique. Nous nous proposons cependant de dresser, dans un avenir prochain, un catalogue de courbes spectrales où les longueurs d'ondes et les intensités seront exprimées en valeurs absolues (unités Angström et Watts) pour toutes les conditions énumérées en 3°, 4° et 6°. Les variations simples de l'intensité de leurs ordonnées, du fait des conditions indiquées en 5°, 7° et 8°, seront données par des tables numériques.

8. Nous avons montré l'intérêt qu'il y avait à faire fonc-

tionner les tubes à pure émission d'électrons sous des tensions constantes aux points de vue de l'usure du tube, de la qualité du rayonnement émis, du rendement et de la précision des mesures électriques.

g. Nous avons recherché, théoriquement et expérimentalement, l'effet de la densité électronique au foyer. Cette étude suggère la création, sur de nouveaux principes, d'un générateur de rayons X de grande puissance et d'un rendement élevé. Les conclusions de ce travail sont en contradiction formelle avec les résultats d'une étude de Lilienfeld, résultats dont nous donnons une explication.

g. Le phénomène de l'émission des rayons X indépendants par quanta a été vérifié (1916) entre 24 et 109 kv. pour des tubes à gaz et à cathode incandescente et divers éléments anticathodiques (Tu, Pt, Ni). Il offre une nouvelle méthode absolue de détermination, par le spectre, des potentiels explosifs. Une application en a été faite, dans l'air, avec des éclateurs à pointes et à boules pour quatre formes différentes de tensions.

Ce travail a été effectué au laboratoire du service central de radiologie de la IX^e Région, à Tours, durant les moments de répit que nous a laissés le service de la voiture radiologique de cette région, et il a été poursuivi, grâce aux ressources bibliographiques et expérimentales mises à notre disposition par M. le Dr Ledoux-Lebard, chef du centre, que nous remercions très vivement. Nous tenons aussi à remercier MM. les professeurs Leduc, de la faculté des sciences de Paris, A. Turpain, de la faculté de Poitiers, Letellier, du lycée de Tours, pour les appareils qu'ils ont bien voulu nous confier. Qu'il nous soit aussi permis d'adresser nos remerciements à M. le professeur W. H. Bragg pour ses précieux enseignements.

A. DAUVILLIER.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Actions chimiques provoquées par les rayons X.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 18 décembre 1919.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

F. HOUSSAY.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Vice-Recteur de l'Académie de Paris,

L. POINCARÉ.

